PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 17. 1. September 1912. 13. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 18 am 24. August 1912.

INHALT:

Originalmitteilungen:

M. Abraham, Das Gravitationsfeld. S. 793.

K. Körner, Zufällige Dissymmetrien Zeemanscher Tripletts. S. 797.

S. J. Barnett, Einige Versuche über elektromagnetische Induktion und Relativbewegung. S. 803.

W. Sorkau, Über den Einfluß von Temperatur, spezifischem Gewicht und chemischer Natur von Flüssigkeiten auf die Turbulenzreibung. S. 805.

G. Berndt, Luftelektrische Beobachtungen in Argentinien. V. Frühling, Sommer, März und April. S. 820.

E. Budde, Zur Theorie des Michelsonschen Versuchs. II. S. 825.

Zusammenfassender Bericht:

J. Saphores u. O. Scheuer, Bericht über die Jahresausstellung der französischen physikalischen Gesellschaft (Ostern 1912). S. 825.

Besprechungen:

A. Korn, Über freie und erzwungene Schwingungen. S. 838.

H. Minkowski, Raum und Zeit. S. 838.

E. Grimsehl, Lehrbuch der Physik. S. 838.

W. Knoche, Observaciones en la Mina Aguila. S. 838.

G. Brion, Überspannungen in elektrischen Anlagen. S. 839.

C. Stille, Telegraphen- und Fernsprechkabelanlagen. S. 839.

Berichtigungen. S. 839.

Tagesereignisse. S. 839.

Personalien. S. 840.

Angebote. S. 840.

Gesuche. S. 840.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das Gravitationsfeld.

Von Max Abraham[1]).

Nachdem es Maxwell gelungen war, die Fernkräfte aus der Elektrodynamik zu verbannen, entstand die Aufgabe, auch die Gravitation auf Nahewirkungen zurückzuführen. Eine solche Nahewirkungstheorie muß Differentialgleichungen des Schwerkraftfeldes angeben, durch deren Integration das Newtonsche Gesetz, wenigstens mit der durch die astronomischen Erfahrungen gewährleisteten Annäherung, folgt. Sie muß ferner die vom Gravitationsfelde an die Materie abgegebene Energie und Bewegungsgröße aus dem Energiestrom und den fiktiven Spannungen, sowie aus Dichte der Energie und Bewegungsgröße des Feldes ableiten.

Der erste Ansatz für eine Theorie des statischen Gravitationsfeldes rührt von Maxwell selbst her[2]). Er ist der Elektrostatik nachgebildet; entsprechend dem verschiedenen Vorzeichen der Kraft zwischen gleichnamigen Massen wird indessen die Energiedichte des Schwerkraftfeldes negativ, wenn man sie bei verschwindendem Felde gleich null setzt. An dieser Schwierigkeit scheitert jeder Versuch, die Theorie des Schwerkraftfeldes nach dem Vorbilde des elektromagnetischen Feldes zu konstruieren, d. h. sie auf die Wechselwirkungen zweier Vektoren zurückzuführen, welche durch Differentialgleichungen von der Art der Maxwellschen miteinander verknüpft sind.

Eine glückliche Idee von A. Einstein[3]) bot die Aussicht dar, von einer anderen Seite aus dem Problem der Schwerkraft beizukommen. Er nahm an, daß eine Funktionsbeziehung zwischen dem Gravitationspotential und der Lichtgeschwindigkeit bestehe. Hieran anknüpfend, habe ich Ausdrücke für die fiktiven Spannungen, die Energiedichte, den Energiestrom ($\mathfrak{S}$) und die Impulsdichte ($\mathfrak{g}$) des Schwerkraftfeldes angegeben, welche diese durch die ersten Ableitungen des Gravitationspotentials nach den Koordinaten und nach der Zeit ausdrücken[1]); diese Ausdrücke umfassen auch die Theorie des zeitlich veränderlichen Feldes. Dabei wird zwischen Impulsdichte und Energiestrom die in der Elektrodynamik gültige Beziehung ($\mathfrak{g} = \mathfrak{S}/c^2$) angenommen. In der Sprache der vierdimensionalen Vektoranalysis kann man sagen: Die zehn Größen, nämlich die sechs Spannungskomponenten, die drei Komponenten des Vektors $c\mathfrak{g} = \mathfrak{S}/c$, und die Energiedichte ε bilden die Komponenten eines vierdimensionalen Tensors. Dabei hängen die Komponenten des Gravitationstensors von denjenigen eines Vierervektors ab, nämlich des Gradienten des Gravitationspotentials, während diejenigen des elektromagnetischen Zehnertensors durch die Komponenten eines Sechservektors bestimmt sind.

Ich habe mich soeben der Sprache der Relativitätstheorie bedient. Doch wird sich zeigen, daß diese Theorie mit den hier vorgetragenen Ansichten über die Schwerkraft nicht zu vereinbaren ist, schon darum nicht, weil das Axiom von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit aufgegeben wird. Ich habe in meinen früheren Arbeiten über die Gravitation versucht, wenig-

1) Vortrag, gehalten auf dem internationalen Mathematiker-Kongreß zu Cambridge (22.—28. August 1911).

2) J. Cl. Maxwell, Scientific papers I, S. 570.

3) A. Einstein, Ann. d. Phys. **35**, 898, 1911.

1) M. Abraham, diese Zeitschr. **13**, 1, 1912.

stens im unendlich kleinen die Invarianz gegenüber den Lorentz-Transformationen zu bewahren. Doch habe ich mich davon überzeugt, daß meine Bewegungsgleichungen des materiellen Punktes sich nicht mit den Prinzipien der analytischen Mechanik vereinbaren lassen. Andrerseits hat sich die von Einstein zugrunde gelegte „Äquivalenzhypothese" ebenfalls als unhaltbar erwiesen. Ich möchte es daher hier vorziehen, die neue Gravitationstheorie zu entwickeln, ohne auf das Raum-Zeit-Problem einzugehen[1]). Ich gehe aus von den geeignet verallgemeinerten Ausdrücken der zehn Komponenten des Gravitationstensors und von den Lagrangeschen Bewegungsgleichungen, und suche im übrigen die Voraussetzungen möglichst wenig einzuschränken.

Es sei

$$w = w(c) \tag{1}$$

eine zunächst beliebige Funktion der Lichtgeschwindigkeit c, α eine universelle, auch von c unabhängige Konstante. Unsere Ausdrücke für die fiktiven Spannungen lauten:

$$\left.\begin{aligned}
\alpha X_x &= -\frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 + \\
&\quad + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{2c^2}\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^2, \\
\alpha Y_y &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 + \\
&\quad + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{2c^2}\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^2, \\
\alpha Z_z &= \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)^2 - \\
&\quad - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 - \frac{1}{2c^2}\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^2,
\end{aligned}\right\} \tag{1a}$$

$$\left.\begin{aligned}
\alpha X_y &= \alpha Y_x = -\frac{\partial w}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial y}, \\
\alpha Y_z &= \alpha Z_y = -\frac{\partial w}{\partial y}\frac{\partial w}{\partial z}, \\
\alpha Z_x &= \alpha X_z = -\frac{\partial w}{\partial z}\frac{\partial w}{\partial x}.
\end{aligned}\right\} \tag{1b}$$

Die Vektoren Energiestrom und Impulsdichte seien bestimmt durch

$$\alpha \mathfrak{S} = \alpha c^2 \mathfrak{g} = -\frac{\partial w}{\partial t}\operatorname{grad} w, \tag{1c}$$

und die Energiedichte ε sei

$$\alpha \varepsilon = \frac{1}{2}(\operatorname{grad} w)^2 + \frac{1}{2c^2}\left(\frac{\partial w}{\partial t}\right)^2. \tag{1d}$$

Es ist bemerkenswert, daß diese auch im zeitlich veränderlichen Felde stets positiv ausfällt.

Zur Berechnung der Schwerkraft $\mathfrak{k}$, die auf die Volumeinheit der Materie wirkt, bedienen wir uns des Impulssatzes, indem wir setzen

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{k}_x &= \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{g}_x}{\partial t}, \\
\mathfrak{k}_y &= \frac{\partial Y_x}{\partial x} + \frac{\partial Y_y}{\partial y} + \frac{\partial Y_z}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{g}_y}{\partial t}, \\
\mathfrak{k}_z &= \frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{g}_z}{\partial t},
\end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Entsprechend berechnet sich aus dem Energiesatze die vom Gravitationsfelde an die Volumeinheit der Materie abgegebene Energie:

$$k_t = -\operatorname{div}\mathfrak{S} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial t}. \tag{2a}$$

Setzt man in (2) und (2a) die Ausdrücke (1a—d) ein, so erhält man

$$\begin{aligned}
\alpha \mathfrak{k}_x = &-\frac{\partial w}{\partial x}\left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}\right) \\
&- \frac{1}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\cdot\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\right) + \\
&+ \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\cdot\frac{1}{c}\frac{\partial w}{\partial x}\right),
\end{aligned}$$

oder, wenn man abkürzungshalber schreibt

$$\Box w = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\right), \tag{3}$$

$$\left.\begin{aligned}
\alpha \mathfrak{k}_x = &-\frac{\partial w}{\partial x}\Box w + \frac{1}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\left\{\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{c}\frac{\partial w}{\partial x}\right) - \right. \\
&\left. - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{c}\frac{\partial w}{\partial t}\right)\right\}.
\end{aligned}\right\} \tag{3a}$$

Da nun, vermöge Gl. (1), w nur von c, d. h. auch von $1/c$, abhängt, so gilt

$$\frac{\partial \frac{1}{c}}{\partial t}\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial \frac{1}{c}}{\partial x}\frac{\partial w}{\partial t} = 0, \tag{3b}$$

und es ergibt sich

$$\alpha \mathfrak{k}_x = -\Box w \cdot \frac{\partial w}{\partial x}.$$

Es folgt also aus dem Impulssatz (2) die Schwerkraft pro Volumeinheit

$$\mathfrak{k} = -\frac{1}{\alpha}\Box w \cdot \operatorname{grad} w, \tag{4}$$

andererseits berechnet sich aus dem Energiesatz (2a) die pro Raum- und Zeiteinheit an die Materie abgegebene Energie[1])

$$k_t = \frac{1}{\alpha}\Box w \cdot \frac{\partial w}{\partial t}. \tag{4a}$$

Noch haben wir keine Annahme über die Funktion $w(c)$ gemacht. Wir wollen annehmen, es sei w gleich c^2. Wir sagen dann, w ist

1) Vgl. hierzu die Diskussion zwischen A. Einstein und mir über Relativität und Gravitation in den letzten Heften der „Annalen der Physik".

1) Obwohl die Impulsgleichungen (2) und die Energiegleichung (2a) nicht die geeignete Form haben, um allgemein aus einem Zehnertensor einen Vierervektor abzuleiten, so haben doch in diesem besonderen Falle infolge der Relation (3b) die Ausdrücke (4), (4a) für die Schwerkraft die Form eines Vierervektors.

„vom Grade λ". Es mag hinsichtlich der Längenmessung die folgende Festsetzung getroffen werden: dieselbe hat so zu geschehen, daß die Abmessungen eines hinreichend kleinen Körpers die gleichen bleiben, wenn er an verschiedene Orte des Schwerkraftfeldes gebracht wird. Dann ersieht man aus (1d), daß die Dichte der Energie, und folglich auch die Energie selbst, vom Grade 2λ sind. Dasselbe wird auch von der Energie der Materie gelten müssen.

Es sei nun

$$E = M \cdot \Phi(c) \tag{5}$$

die Energie eines ruhenden materiellen Punktes im statischen Schwerkraftfelde; M sei eine, dem materiellen Punkte individuelle, von c unabhängige Konstante (Massenkonstante), von zunächst unbekannter Dimension. Dann ist, wie E, auch Φ, das Gravitationspotential, vom Grade 2λ.

Aus der Arbeit bei Verschiebung des Punktes im Felde $-dE = -M\,d\Phi$ folgt für die Schwerkraft der Wert

$$\mathfrak{K} = -M \operatorname{grad} \Phi \tag{5a}$$

oder nach (5)

$$\mathfrak{K} = -\frac{E}{\Phi} \cdot \operatorname{grad} \Phi. \tag{5b}$$

Wir wollen nun annehmen, daß dieser letztere Ausdruck für die Schwerkraft auch im Falle der Bewegung gelte, sowohl für einen materiellen Punkt als auch für ein beliebiges physikalisches System von hinreichend geringer Ausdehnung. Diese Annahme besagt: Es soll allgemein die Schwere eines Systems proportional seinem Energieinhalt sein. Diese Hypothese geht auf Robert Mayer zurück; ihr zufolge würde das Energiegleichgewicht der Sonne, bei dem die ausgestrahlte Energie durch die lebendige Kraft der auf die Sonne fallenden Massen ergänzt wird, die Konstanz der schweren Masse der Sonne zur Folge haben. Die Gesetze der Erhaltung der Energie und der Erhaltung der Schwere werden dann identisch. Doch ist natürlich das Verhältnis von Energie und schwerer Masse von c, d. h. vom Orte im Gravitationsfelde, abhängig.

Wir wenden nun, um über den Grad (2λ) von Φ, und damit auch über den Grad (λ) von w, Aufschluß zu erhalten, die Gleichungen der analytischen Mechanik an. Es sei die Lagrangesche Funktion des materiellen Punktes

$$L = L(v, \Phi). \tag{6}$$

Dann sind Betrag des Impulses (G) und Energie

$$G = \frac{\partial L}{\partial v}, \qquad E = v\frac{\partial L}{\partial v} - L. \tag{6a}$$

Da man hat

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \frac{\partial L}{\partial \Phi}\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \qquad \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = \frac{\partial L}{\partial v}\cdot\frac{\dot{x}}{v} = \mathfrak{G}_x,$$

so ergeben die Lagrangeschen Gleichungen

$$-\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}}\right) + \frac{\partial L}{\partial x} = 0 \text{ usw.} \tag{6b}$$

die Vektorgleichung

$$-\frac{d\mathfrak{G}}{dt} + \frac{\partial L}{\partial \Phi}\operatorname{grad}\Phi = 0, \tag{7}$$

wobei das erste Glied die Trägheitskraft, das zweite die Schwerkraft darstellt.

Durch Vergleichung mit (5b) folgt

$$E = -\Phi\frac{\partial L}{\partial \Phi}. \tag{7a}$$

Hieraus und aus (6a) erhalten wir

$$L = v\frac{\partial L}{\partial v} + \Phi\frac{\partial L}{\partial \Phi}. \tag{8}$$

Es muß also, nach einem Satze von Euler, die Lagrangesche Funktion eine homogene Funktion ersten Grades von v und Φ sein. Wir können diese, ohne Einschränkung der Allgemeinheit, schreiben

$$L = -M\Phi f\left(\frac{v}{\Phi}\right), \tag{9}$$

wo $f(0) = 1$.

Da das Vorzeichen von v nicht von Einfluß sein kann, wird die Reihenentwicklung von f nach Potenzen des Quadrats $(v/\Phi)^2$ fortschreiten:

$$f\left(\frac{v}{\Phi}\right) = 1 - \frac{a}{2}\left(\frac{v}{\Phi}\right)^2 + \cdots \tag{9a}$$

Die Koeffizienten dieser Reihenentwicklung müssen universelle Konstanten sein; denn die Massenkonstante ist die einzige dem materiellen Punkte individuelle Konstante.

Sei nun

$$\Phi = c^{2\lambda}; \tag{10}$$

alsdann ist der Koeffizient a im allgemeinen keine dimensionslose Größe, sondern die $(4\lambda - 2)$te Potenz einer Geschwindigkeit. Man wird also dazu genötigt, eine universelle Konstante c_0 von der Dimension einer Geschwindigkeit einzuführen und zu setzen

$$a = \zeta \cdot c_0^{4\lambda-2} \tag{10a}$$

(ζ eine reine Zahl).

Diese neue Konstante c_0 geht in den Ausdruck der trägen Masse des materiellen Punktes ein, deren Grenzwert für kleine Geschwindigkeit (Ruhmasse) definiert ist durch

$$m_0 = \lim_{v=0}(G/v) = \lim_{v=0}\left(\frac{1}{v}\frac{\partial L}{\partial v}\right);$$

aus (9), (9a), (10) und (10a) folgt nämlich

$$m_0 = M \cdot \frac{a}{\Phi} = \zeta M \cdot \frac{c_0^{4\lambda-2}}{c^{2\lambda}}. \tag{10b}$$

Wenn man die Einführung einer universellen Geschwindigkeit von zweifelhafter physikalischer Bedeutung in den Ausdruck der Ruhmasse vermeiden will und diese als lediglich durch die Massenkonstante M und durch die Lichtgeschwindigkeit in dem betreffenden Punkte bestimmt ansieht, so bleibt nichts anderes übrig, als zu setzen

$$2\lambda = 1, \quad \lambda = \frac{1}{2}.$$

Dann wird

$$\Phi = c \tag{11}$$

und

$$w = \sqrt{c}. \tag{11a}$$

Damit ist die Funktion $w(c)$ bestimmt, von der die Komponenten (1a—d) des Gravitationstensors und diejenigen der Schwerkraft (4, 4a) abhängen[1]). Die Ruhmasse ist, nach (10b):

$$m_0 = \zeta \cdot \frac{M}{c}. \tag{11b}$$

Die träge Ruhmasse ist also vom Grade —1 in c, entsprechend meiner früheren Behauptung[2]).

Kehren wir nun zurück zu den Ausdrücken (4), (4a), welche die pro Raum- und Zeiteinheit vom Schwerkraftfelde an die Materie abgegebenen Beträge von Impuls und Energie bestimmen. Für den von Materie und Energie leeren Raum folgt aus ihnen

$$\Box w = 0, \tag{12}$$

mit

$$(w = \sqrt{c})$$

als Differentialgleichung des Gravitationsfeldes (verallgemeinerte Laplacesche Gleichung). Wo aber Materie mit der Energiedichte η den Raum erfüllt, müssen wir setzen

$$w \Box w = 2\alpha\eta \tag{12a}$$

(verallgemeinerte Poissonsche Gleichung[3]).

Es folgt nämlich dann aus (4) für die Schwerkraft pro Volumeinheit

$$\mathfrak{k} = -\frac{2\eta}{w}\operatorname{grad} w = -\frac{\eta}{c}\operatorname{grad} c, \tag{13}$$

und durch Integration über das Volumen ergibt sich die Gesamtkraft

$$\mathfrak{K} = -\frac{E}{c}\operatorname{grad} c, \tag{13a}$$

in Übereinstimmung mit (5b) und (11).

Entsprechend folgt aus (4a)

$$k_t = \frac{2\eta}{w}\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\eta}{c}\frac{\partial c}{\partial t},$$

und durch Volumintegration

$$K_t = \frac{E}{c}\frac{\partial c}{\partial t} \tag{13b}$$

als Wert der in der Sekunde vom veränderlichen Schwerefelde abgegebenen Energie.

Es lauten somit Impuls- und Energiesatz für einen materiellen Punkt (und für ein System, das einem solchen äquivalent ist)

$$\frac{d\mathfrak{G}}{dt} = -\frac{E}{c}\operatorname{grad} c, \tag{14}$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{c}\frac{\partial c}{\partial t}. \tag{14a}$$

Es bedingt also ein Gefälle von c ein Anwachsen des Impulsvektors, eine lokale zeitliche Zunahme von c ein Anwachsen der Energie des Punktes; im statischen Felde bleibt die Energie des bewegten materiellen Punktes konstant, wenn außer der Schwerkraft keine andere Kraft wirkt.

Die Feldgleichungen (12), (12a) gehen für den speziellen Fall des statischen Feldes in die von A. Einstein angegebenen[1]) über. Doch erscheinen dessen Entwicklungen als einigermaßen willkürlich und nicht widerspruchsfrei, insofern, als sie auf der Äquivalenzhypothese beruhen, die sich gerade mit diesen Feldgleichungen nicht vereinbaren läßt. Auf die Bewegungsgleichungen (14), (14a) kommen wir am Schlusse zurück.

Wir betrachten zwei ruhende materielle Punkte, P und P', von den Massenkonstanten M und M'. Auf P wirkt, nach (5a) und (11), die Kraft

$$\mathfrak{K} = -M\operatorname{grad} c = -2Mw\operatorname{grad} w, \tag{15}$$

in dem von P' erregten Felde; dieses Feld bestimmt sich gemäß (12a) durch Integration von

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} = \frac{2\alpha\eta}{w}$$

für den Grenzfall einer in P' konzentrierten Energie $E' = M'c'$. Es folgt

$$w = w_\infty - \frac{\alpha}{2\pi}\frac{M'w'}{r}, \tag{15a}$$

wo w_∞ den Wert von $\sqrt{c}$ für $r = \infty$ angibt. Aus (15) erhält man für den Betrag der Kraft, mit der P' den Punkt P anzieht:

1) Die Ausdrücke (1a—d) mit $w = \sqrt{c}$ gehen aus denen meiner ersten Note hervor, indem man setzt:
$\Phi = {}^1/_2 c^2 = {}^1/_2 w^4$, $\pi\gamma = \alpha c^3 = \alpha w^6$,
dabei bedeutet γ die Gravitationskonstante im gewöhnlichen Sinne, die somit vom Grade 3 in c ist.

2) M. Abraham, diese Zeitschr. **13**, 314, 1912. Allerdings sehe ich die dort angegebene Ableitung nicht mehr als stichhaltig an.

3) In (12a) ist die linke Seite invariant gegenüber Lorentz-Transformationen, die rechte Seite aber nicht, weil die Energiedichte keine Invariante im Sinne der vierdimensionalen Vektoranalysis ist. Es ist demnach gerade die physikalisch so plausible Hypothese der Proportionalität von Energie und Schwere, welche dazu zwingt, der Differentialgleichung des Schwerefeldes eine der Relativitätstheorie nicht entsprechende Gestalt zu geben.

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. **38**, 443, 1912.

$$K = 2Mw\frac{\partial w}{\partial r} = \frac{\alpha}{\pi}\frac{Mw \cdot M'w'}{r^2}. \quad (15b)$$

Da nun aber, nach (15a), w selbst von r abhängt, so ist die Anziehungskraft nicht streng proportional zu r^{-2}. Man hat vielmehr

$$K = \frac{\alpha}{\pi}\cdot\frac{MM'}{r^2}\cdot w_\infty w'\left(1 - \frac{\alpha}{2\pi}\cdot\frac{w'}{w_\infty}\cdot\frac{M'}{r}\right). \quad (15c)$$

Nach der hier entwickelten Theorie gilt also das Newtonsche Gesetz nicht streng; es ist durch ein Gesetz von der Form

$$K = \frac{A}{r^2} - \frac{B}{r^3} \quad (16)$$

zu ersetzen.

Für die numerische Berechnung des Quotienten B/A genügt es, zu setzen: $\alpha = \pi\gamma/c^3$ (γ Gravitationskonstante), $M' = m'c$, wo m' die Masse des anziehenden Körpers bedeutet,

$$w'/w_\infty = 1.$$

Man erhält dann für die Sonne, wenn r in astronomischen Einheiten gemessen wird,

$$B/A = \gamma m'/2c^2 = 10^{-8}.$$

Die in (16) eingeführte Korrektion des Newtonschen Gesetzes dürfte mithin zu klein sein, um die Planetenbewegung merklich zu beeinflussen.

Ich möchte besonders betonen, daß die hier vorgetragene Theorie von besonderen Annahmen über die Lagrangesche Funktion unabhängig ist. Letztere ist, wie wir gesehen haben, eine homogene Funktion von v und $\Phi = c$, die wir schreiben können (vgl. 9, 9a):

$$L = -Mc f(\beta), \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad (17)$$

mit

$$f(\beta) = 1 - \frac{\zeta}{2}\cdot\beta^2 + \cdots. \quad (17a)$$

Setzt man speziell[1]), indem man für konstantes c, d. h. außerhalb des Schwerefeldes, die Relativtheorie als gültig ansieht,

$$f(\beta) = \sqrt{1-\beta^2} = 1 - \frac{1}{2}\beta^2 + \cdots, \quad (18)$$

so wird

$$L = -M\cdot\sqrt{c^2 - v^2}, \quad (18a)$$

und die Bewegungsgleichung (14) nimmt dann die von A. Einstein angegebene Form an. Da hier $\zeta = 1$ ist, so folgt aus (11b), für die Ruhmasse der Wert

$$m_0 = \frac{M}{c} = \frac{E_0}{c^2} \quad (E_0 \text{ Ruhenergie}). \quad (18b)$$

Doch könnte sehr wohl $\zeta = 1$ sein, ohne daß die Koeffizienten der höheren Glieder in der Reihenentwicklung der Funktion $f(\beta)$ mit den von der Relativtheorie geforderten übereinstimmten.

In meiner Dynamik des Elektrons ist[1])

$$f(\beta) = \frac{1-\beta^2}{2\beta}\cdot\ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) = 1 - \frac{2}{3}\beta^2 + \cdots \quad (19)$$

man hat also $\zeta = 4/3$, und daher

$$m_0 = \frac{4}{3}\frac{M}{c} = \frac{4}{3}\frac{E_0}{c^2}. \quad (19a)$$

Von den schwebenden Fragen der Dynamik des Elektrons ist die oben entwickelte Theorie des Gravitationsfeldes ganz unabhängig. Ihre Voraussetzungen sind, außer der Grundannahme, daß das Schwerkraftfeld durch die Lichtgeschwindigkeit bestimmt sei: Die Gültigkeit der Ausdrücke (1a—d) für den Gravitationstensor, die Prinzipien der Mechanik (d. h. die Impuls- und Energiesätze und die Lagrangeschen Gleichungen) und endlich die Hypothese der Proportionalität von Schwere und Energie.

1) M. Planck, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 140, 1906.

1) M. Abraham, Theorie der Elektrizität II. 2. Auflage, S. 167, 1908.

(Eingegangen 12. Juli 1912.)

Zufällige Dissymmetrien Zeemanscher Tripletts.

Von K. Körner.

1. Herr R. Jack führt in seiner Dissertation[1]) über den Zeemaneffekt an Wolfram und Molybdän eine Anzahl von Linien mit komplizierterer Zerlegung auf, die deutliche Dissymmetrien zeigen. Weitere Beobachtungen an denselben Substanzen, die sich bis auf eine Ausnahme, auf Tripletts beziehen, veröffentlicht er in einem Aufsatze der Proceedings of the Royal Society of Edinburgh[2]): Dissymmetrical Separations in the Zeeman Effect of Tungsten and Molybdenum. Hierin kommt er zu dem Ergebnisse, daß anscheinend eine Abhängigkeit der von ihm beobachteten Dissymmetrien von dem Polarisationszustand des auf das Gitter fallenden Lichtes besteht. Eine Prüfung dieser Wahrnehmung unternahm dann Herr J. Stock; fand aber Herrn Jacks Schlußfolgerungen nicht bestätigt. Er erstattete darüber Bericht in dieser Zeitschrift[3]) in der Abhandlung: Über asymmetrische Tripletts im Wolframspektrum. Am Schlusse derselben gibt er, besonders auf Grund eines Photogrammes, Platte 126, der Meinung Ausdruck, daß die veränderlichen Dissymmetrien auf einseitigen Abschattierungen beruhen, und daß die

1) R. Jack, Zeemaneffekt an Wolfram und Molybdän, Leipzig 1908.
2) Vol. **29**, 75.
3) **10**, 694, 1909.

wahre Ursache nicht auf dem Wege vom Funken zur photographischen Platte, sondern in der Lichtquelle selbst zu suchen sei:

„Es muß sonach eine Ursache geben, welche bei den Schwingungskomponenten senkrecht zu den Kraftlinien des Magnetfeldes eine stärkere Verbreiterung nach Rot ergibt als bei denjenigen parallel zu den Kraftlinien."

Ich versuchte nun, diese Frage weiter zu studieren.

Ehe ich aber darüber berichte, möchte ich einige Bemerkungen an die erwähnten Arbeiten anknüpfen. s bezw. p mögen die elektrisch senkrecht bezw. parallel den Kraftlinien schwingenden Komponenten bezeichnen.

I. Um darüber Klarheit zu bekommen, ob die p- oder die s-Schwingungen die Dissymmetrie der Tripletts verursachen, photographiert Herr Jack auf die obere Plattenhälfte die unzerlegte Spektrallinie, auf den unteren Teil den Zeemaneffekt. Das Verfahren ist bedenklich, denn es werden in der Hauptsache drei Ursachen das Resultat fälschen.

a) Das Funkenbild braucht bei der feldlosen Aufnahme durchaus nicht an derselben Stelle des Spaltes zu liegen, wie bei der Feldaufnahme. Besitzt der Spalt auch nur eine geringe Neigung gegen die Gitterfurchen, so ist der Einfallswinkel des Lichtes in beiden Fällen ein anderer und die Linien erscheinen an verschiedenen Stellen der Kamera.

b) Beim Einschalten des Magnetfeldes tritt öfter eine Verschiebung der Linie mit all ihren Komponenten ein, die für verschiedene Linien verschiedene Beträge besitzt.

c) Auch Druckverschiebungen finden statt, die vermutlich nicht mit den unter 2. genannten Verschiebungen identisch sind. Sie variieren ebenfalls von Linie zu Linie, und man darf nicht annehmen, daß die Druckverhältnisse des Funkens bei zwei Aufnahmen die gleichen sind.

Darum sind die Zahlen der 3. Tabelle in Herrn Jacks Arbeit wenig beweisend.

II. Bei einzelnen Linien werden vielleicht auch Überlagerungen eine große Rolle spielen. Eine der stärksten Schwankungen zeigt z. B. *Wo* 2774,12. In ihrer unmittelbaren Nähe liegen 2773,99 und 2774,29, und darum ist die Dissymmetrie von 2774,12 durch die Überlagerung wahrscheinlich nur vorgetäuscht oder doch gefälscht. Die Feldstärken der Jackschen Aufnahmen unterscheiden sich bis zu 12 Proz.; sicherlich kann auf Rechnung dieser geänderten Feldstärke schon eine merkliche Dissymmetrieschwankung gesetzt werden.

III. Die untersuchten Linien liegen bis auf wenige Ausnahmen in den Bereichen kürzester Wellen: zwischen 2500 und 3300 Å. Dort sind die Meßfehler sehr groß.

IV. Von Molybdän ist überhaupt nur eine einzige Tabelle gegeben. Natürlich kann die Beweiskraft der darin enthaltenen Angaben nur gering sein.

V. Herr Stock hat sich auf das Studium nur dreier Linien beschränkt:

Wo 3311
Wo 3361
Wo 3049.

Vielleicht war diese Wahl nicht glücklich, denn die Linien sind, wenigstens auf den mir zur Verfügung stehenden Stockschen Platten, durchweg unscharf. Dazu gesellt sich für 3049 ihre Schwäche: Exner und Haschek geben ihr die Intensität 1 und heben ihren diffusen Charakter hervor. Hieraus erklären sich die großen Abweichungen der Stockschen Messungen; die maximale Schwankung beträgt z. B. bei 3049 0,017 mm. Eben an dieser Linie aber wurde die entscheidende Beobachtung gemacht. Ich wiederholte nun an den von Herrn Stock im Institut hinterlassenen Photogrammen die Messungen und kam zu dem Resultate, daß λ 3049 auf allen Platten, nicht nur auf No. 126, eine Dissymmetrie besitzt. Die gefundene Aufspaltung ist im Mittel

0,145, 0,000, 0,121.

Zugrunde liegen diesen Zahlen die Platten 102, 104, 106, 110, 118, 121, 122; auf die Verwertung der Photogramme 90, 92, 94, 96, 98 verzichtete ich, weil die Linie darauf mir nicht deutlich genug erschien. Aber man sieht auch dort unzweifelhaft die Dissymmetrie. Damit ist denn auch die Ausnahmestellung der Platte 126 beseitigt. Herr Stock fand dort die asymmetrische Aufspaltung

0,155, 0,000, 0,129,

welche mit der von mir auf den anderen Platten gemessenen bei der Unschärfe der Linie in genügender Übereinstimmung ist. Der Verfasser muß also einer, vielleicht physiologischen Täuschung unterlegen sein.

Mit der Korrektur seiner Messungsergebnisse fällt natürlich auch der positive Teil seiner Arbeit: die Schlußfolgerung über den Ursprung der Dissymmetrie. Bestehen bleibt dagegen das negative Resultat seiner Untersuchung in bezug auf den von Herrn Jack vermuteten Zusammenhang der Dissymmetrie mit dem Polarisationszustande des auf das Gitter fallenden Lichtes. Die hinterlassenen Photogramme zeigen keine merkliche Dissymmetrieschwankung des Tripletts 3311, trotz der verschiedensten Lagen der Polarisationsebene.

2. Ich versuchte nun auch beim Thorium und Cer Erscheinungen der von Herrn Jack beobach-

teten Art hervorzurufen. Anfänglich ohne Erfolg. Auch Versuche mit einem Funken, der unter einem spitzen Winkel zu den Kraftlinien übersprang, blieben ohne Ergebnis, und ebenso meine Bemühungen, eine bestimmte Stelle im Funken zu finden, die den asymmetrischen Effekt erzeugen könnte.

Leitend bei dem letzten Versuch war die von Herrn W. Voigt entwickelte Vorstellung, daß an der Stelle des größten Potentialgefälles das elektrische Analogon des Zeemaneffektes entstanden sein könnte. Plausible theoretische Überlegungen würden als Wirkung des elektrischen Feldes bei transversaler Beobachtung eine Verschiebung des Emissionssteifens verbunden mit einer Zerlegung ergeben, so daß die normal zu den Kraftlinien polarisierte Komponente in demselben Sinne, aber stärker verschoben erscheinen würde, als die parallel zu den Kraftlinien polarisierte[1]).

Wenn dann jede dieser beiden Komponenten noch die Einwirkung durch das Magnetfeld erfährt, ist ein asymmetrischer Effekt das Resultat.

Zu einem neuen, von Erfolg begleiteten Experiment leitete mich die von Herrn Voigt über die Dissymmetrie gewöhnlicher Tripletts entwickelte Formel[2]).

Danach wächst die Dissymmetrie mit der Dichte des leuchtenden Dampfes. Um sie zu vergrößern, schaltete ich die Selbstinduktion aus und erhöhte die Kapazität. Nunmehr sprang der Funke mit weit größerem Geräusch und viel intensiverer Lichtentwicklung über, und die so gewonnenen Photogramme zeigten in der Tat eine deutliche Dissymmetrie. Beobachtung unter dem Mikroskop läßt erkennen, daß sämtliche Komponenten eine einseitige Verbreiterung nach Rot erhalten haben. Sie ist bei der intensiveren Mittelkomponente am stärksten und breitesten und darum ist $s_r < s_v$. (Hier und fernerhin bezeichnet s_r den Abstand der roten, s_v den der violetten Außenkomponente von der mittleren). Einen Begriff von der Größe der Erscheinung mögen die folgenden beiden Cer-Linien geben:

λ	s_v	s_r	$D = s_v - s_r$
4471,4	+ 1,085	— 1,063	0,022
4222,8	+ 1,100	— 1,071	0,029

In dieser Art sind alle Linien beeinflußt. Eine größere Zahl von Messungen anzuführen, erscheint mir wertlos, da abschattierte Spektrallinien nicht mit großer Genauigkeit gemessen werden können. Man muß sich mit der Feststellung der Existenz und der ungefähren Größe der Dissymmetrie begnügen. Der Sinn der Dissymmetrie ist derselbe, den die zitierte Formel fordert. Inwieweit aber die beobachtete Erscheinung wirklich mit dieser Folgerung der Theorie zusammenhängt, vermag ich nicht zu sagen. Zeitmangel hindert mich an einer Durchführung der nötigen Versuche.

Bei der Versuchsanordnung des Herrn Jack würden beim Vorliegen obiger Wirkungen Dissymmetrien entstanden sein, die in der Tat eine Abhängigkeit von der Polarisationsebene des auf das Gitter fallenden Lichtes zeigen müßten. Nach Zeemans Beobachtungen[1]) ist parallel den Gitterfurchen polarisiertes Licht nach der Reflexion stärker geschwächt, als senkrecht dazu polarisiertes. Benutzt man, wie Herr Jack zur Abbildung des Funkens auf den Spalt, eine die Schwingungsebene drehende Quarzlinse, so wechselt der Polarisationszustand des Lichtes von Farbe zu Farbe. Dann müssen normale Tripletts, bei denen die Mittelkomponente die doppelte Lichtstärke je einer der Außenkomponenten besitzt, nur für die Wellenlängen als solche erscheinen, für die das Licht unter 45^0 zu den Gitterfurchen schwingt. Den Azimuten $^1/_2 k\pi$ ($k = 0, 1, 2, 3 \ldots$) aber müssen abwechselnd Maxima und Minima der mittleren Komponente, bzw. Minima und Maxima der äußeren entsprechen. Zwischen diesen Extremwerten liegen im kontinuierlichen Übergange die Intensitätsverhältnisse der anderen Linien.

Für die Wellenlängen, denen eine stärkere Mittelkomponente zugehört, tritt eine Dissymmetrie $s_v > s_r$ ein, während den stärkeren Außenkomponenten $s_r > s_v$ entspricht. Auch das Verhalten der Molybdänlinie 3087,73 (R. Jack, Tabelle II) wäre hiermit erklärt. In der Mitte, bei gleicher Intensität und folglich gleicher Abschattierung aller Komponenten, herrscht innerhalb der Fehlergrenzen Symmetrie. Am Ende aber, mit der Intensitätsverteilung 5 : 3 : 5 herrscht ausgeprägte Dissymmetrie. Leider stimmt nicht der Sinn der Erscheinung. Nach Herrn Jacks Tabellen ist $s_v > s_r$, wenn die s-Schwingungen die größere Intensität besitzen und umgekehrt.

3. Eine weitere Quelle zufälliger Dissymmetrien fand sich schließlich in einem geringen Fehler der Linsenaufstellung. Das Stativ der Quarzlinse, die den Funken auf den Spalt abbildete, war auf einer Eisenschiene in der Richtung des Strahlenganges beweglich, und da diese Schiene nicht genau horizontal lag, besaß

1) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik, Leipzig 1908, S. 356.
2) W. Voigt, loc. cit. S. 173.

1) P. Zeeman, Versl. Amsterd. Acad. 26. X. 1907.

die Linse eine Neigung von etwa 10° gegen die Vertikale. Während der ersten vorbereitenden Aufnahmen des Cer- und Thorspektrums legte ich keinen Wert darauf, die Linsenachse um 45° gegen den Spalt zu neigen, sondern stellte sie ihm meist parallel. Infolge der Doppelbrechung und der schiefen Stellung der Achse entstanden dann zwei getrennte Funkenbilder auf dem Spalt, von denen das eine die p-, das andere die s-Schwingungen enthielt. Demgemäß wurde ein im Funken leuchtender Punkt, der gleichzeitig vertikal und horizontal polarisiertes Licht aussandte, von der ersten Schwingungsart auf eine andere Stelle der photographischen Platte abgebildet, als von der zweiten. Und umgekehrt entsprechen den auf einer Horizontalen liegenden Punkten der Platte, sofern nur Punkte der s- mit denen der p-Komponenten verglichen werden, nicht ein und dieselbe leuchtende Stelle im Funken. Nun variiert der Druck im Funken von Ort zu Ort, und daraus folgt, daß auf dem Photogramm die Mitte der s-Linien nicht mit der der p-Linie zusammenfallen wird. Dann aber ist das Triplett dissymmetrisch geworden. Anschaulich kann man sich das in folgender Weise klar machen. Die Änderung des Druckes im Funken von Ort zu Ort wird eine Spektrallinie irgendwie gekrümmt erscheinen lassen, etwa in der Form eines Kreisbogens mit großem Radius. Infolge der Doppelbrechung der Quarzlinse im Verein mit ihrer schiefen Stellung wird dann die p-Komponente gegen die s-Linien nach oben verschoben sein, und es entsteht in übertriebener Zeichnung Fig. 1, die die Asymmetrie deutlich vor Augen führt. Um den Verlauf der Dissymmetrie längs einer Spektrallinie zu studieren, maß ich die Linie von dem unteren Plattenrande nach dem oberen in Abständen von 5 mm fortschreitend. Die Dissymmetrie ist dann $D = s_r - s_v$. Die Kurven der Fig. 2 sind so entstanden, daß ich die Werte für D als Ordinaten, den Abstand der gemessenen Stelle vom unteren Plattenrand als Abszisse aufgetragen habe; der Maßstab ist aus der Fig. 2 ersichtlich.

Die mit I bezeichnete Kurve ist an der Linie *Th* 4337,55 gewonnen. Unter normalen Verhältnissen liefert sie ein symmetrisches Triplett. Der Kurvenzug II gibt die Verhältnisse der Linie *Th* 4163,84 wieder. Ursprünglich weist sie schon eine Asymmetrie vom Gmelinschen Typus auf (vgl. die Göttinger Dissertation des Verfassers 1912)

$$D = 0{,}024 \text{ mm};$$

und deshalb ist die Kurve gegen I in die Höhe geschoben. Dasselbe gilt für III, für die Asymmetrie der Linie *Th* 4335,8. Die angeführten Beispiele ließen sich leicht um eine beliebige Anzahl vermehren, die alle den gleichen Kurvenverlauf ergeben. Aus der Fig. 2 läßt sich auch leicht schließen, daß die Spektrallinien nicht einfach zu Kreisbogen gekrümmt sein können. Wie eine Betrachtung der Fig. 1 zeigt, könnte dann die Dissymmetrie kein Maximum erreichen bzw. überschreiten. Eine schwach S-förmige Krümmung würde aber dem Maximum Rechnung tragen, wie Fig. 3 in übertriebener Zeichnung lehrt. Solche Verzerrungen von Linien sind trotz ihres absonderlichen Charakters möglich, weil man ja nicht einen einzigen Konden-

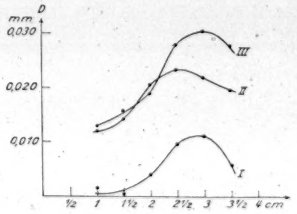


Fig. 2.

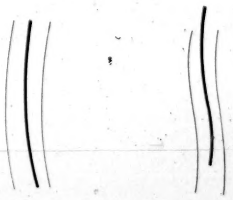


Fig. 1.

Fig. 3.

satorfunken als Lichtquelle benutzt, sondern sehr viele, die nach der Form der Elektroden ein Quadrat von 5×5 mm ausfüllen. Die unvermeidlichen Unebenheiten der Elektroden müssen den Funken unsymmetrisch inhomogen machen. Auf einer meiner Aufnahmen ist solch eine S-Krümmung schon mit bloßem Auge sichtbar. Die Dissymmetrien variieren von Linie zu Linie. Um sie untereinander vergleichen zu können, ritzte ich in sämtliche Platten der Aufnahme in einem bestimmten Abstande vom unteren Rande eine horizontale Linie und stellte die Dissymmetrie jeweils über ihrem Schnittpunkt mit den Spektrallinien fest. Solche Messungen sind schwierig wegen der geringen Größe der Erscheinung, darum benutzte ich nur Linien, die vollkommen scharf und stark genug waren.

Das Gebiet der *Cy*-Bande habe ich von vornherein ausgeschaltet. Die folgende Tabelle gibt

λ	s_r in mm	s_v in mm	$D = s_r - s_v$	Mittelwert für D
4563,48	— 0,1350	+ 0,1290	— 0,0060	— 0,0075
	— 0,1439	+ 0,1349	— 0,0090	
4533,50	— 0,1610	+ 0,1526	— 0,0084	— 0,0086
	— 0,1600	+ 0,1512	— 0,0088	
4510,73	— 0,1215	+ 0,1067	— 0,0148	— 0,0129
	— 0,1209	+ 0,1099	— 0,0110	
4487,67	— 0,1613	+ 0,1578	— 0,0075	— 0,0068
	— 0,1627	+ 0,1567	— 0,0060	
4465,52	— 0,1849	+ 0,1725	— 0,0124	— 0,0135
	— 0,1867	+ 0,1721	— 0,0146	
4441,05	— 0,1763	+ 0,1653	— 0,0110	— 0,0105
	— 0,1726	+ 0,1625	— 0,0101	
	— 0,1753	+ 0,1650	— 0,0103	
4391,30	— 0,1524	+ 0,1451	— 0,0073	— 0,0088
	— 0,1532	+ 0,1432	— 0,0100	
	— 0,1534	+ 0,1444	— 0,0090	
4382,10	— 0,1216	+ 0,1098	— 0,0118	— 0,0084
	— 0,1199	+ 0,1140	— 0,0059	
	— 0,1200	+ 0,1142	— 0,0058	
	— 0,1217	+ 0,1118	— 0,0099	
4337,55 [1] *	— 0,1269	+ 0,1032	— 0,0237	— 0,0198 [2]
	— 0,1237	+ 0,1085	— 0,0152	
	— 0,1246	+ 0,1042	— 0,0204	
4310,19	— 0,1233	+ 0,1125	— 0,0108	— 0,0135
	— 0,1251	+ 0,1111	— 0,0140	
	— 0,1270	+ 0,1112	— 0,0158	
4283,70	— 0,1402	+ 0,1185	— 0,0217	— 0,0212
	— 0,1406	+ 0,1199	— 0,0207	
4273,54	— 0,1653	+ 0,1447	— 0,0206	— 0,0184
	— 0,1630	+ 0,1468	— 0,0162	
4248,10 *	— 0,1020	+ 0,0846	— 0,0174	— 0,0183
	— 0,1024	+ 0,0832	— 0,0192	
4209,01	— 0,1120	+ 0,0980	— 0,0140	— 0,0137
	— 0,1131	+ 0,0998	— 0,0133	
4171,52	— 0,1312	+ 0,1244	— 0,0068	— 0,0061
	— 0,1282	+ 0,1229	— 0,0053	
4163,84 *	— 0,1544	+ 0,1139	— 0,0405	— 0,0400 [2]
	— 0,1556	+ 0,1162	— 0,0394	
4159,82 *	— 0,1184	+ 0,1112	— 0,0072	— 0,0084
	— 0,1217	+ 0,1122	— 0,0095	
4150,17	— 0,1231	+ 0,1121	— 0,0110	— 0,0115
	— 0,1212	+ 0,1093	— 0,0119	
4141,82	— 0,1048	+ 0,0860	— 0,0188	— 0,0184
	— 0,1062	+ 0,0883	— 0,0179	
4099,13 *	— 0,1198	+ 0,1091	— 0,0107	— 0,0115
	— 0,1170	+ 0,1047	— 0,0123	
4034,36 *	— 0,1591	+ 0,1412	— 0,0179	— 0,0181
	— 0,1615	+ 0,1432	— 0,0183	
4007,18	— 0,1085	+ 0,0988	— 0,0097	— 0,0095
	— 0,1087	+ 0,0994	— 0,0093	
3996,20	— 0,1500	+ 0,1348	— 0,0152	— 0,0140
	— 0,1478	+ 0,1351	— 0,0127	
3946,30	— 0,1320	+ 0,1193	— 0,0127	— 0,0113
	— 0,1306	+ 0,1208	— 0,0098	
3945,63 *	— 0,1068	+ 0,0980	— 0,0088	— 0,0095
	— 0,1061	+ 0,0959	— 0,0102	
3905,29	— 0,1195	+ 0,1138	— 0,0057	— 0,0069
	— 0,1210	+ 0,1129	— 0,0081	
3900,99	— 0,1186	+ 0,1055	— 0,0131	— 0,0145
	— 0,1185	+ 0,1027	— 0,0158	
3808,04	— 0,1131	+ 0,1229	+ 0,0098	+ 0,0099
	— 0,1147	+ 0,1247	+ 0,0100	
3688,93 *	— 0,1131	+ 0,1049	— 0,0082	— 0,0058
	— 0,1096	+ 0,1053	— 0,0043	
	— 0,1123	+ 0,1086	— 0,0037	
	— 0,1114	+ 0,1046	— 0,0068	
3679,89 *	— 0,1222	+ 0,1199	— 0,0023	— 0,0013
	— 0,1205	+ 0,1229	+ 0,0024	
	— 0,1220	+ 0,1197	— 0,0023	
	— 0,1210	+ 0,1182	— 0,0028	
3615,26	— 0,0941	+ 0,0892	— 0,0049	— 0,0049
	— 0,0944	+ 0,0896	— 0,0048	
3522,09 *	— 0,0905	+ 0,0772	— 0,0133	— 0,0091
	— 0,0872	+ 0,0819	— 0,0053	
	— 0,0915	+ 0,0797	— 0,0118	
	— 0,0885	+ 0,0825	— 0,0060	

1) * bedeutet, daß die Linie weniger gut zu messen war.

2) Der Wert enthält bereits eine Dissymmetrie der von Gmelin, diese Zeitschr. **9**, 212, 1908 geschilderten Art. Vgl. die Göttinger Dissertation des Verfassers 1912.

die Resultate meiner Messungen. Jeder Zahl in den Spalten für s_r, s_v, $s_r - s_v$ liegen fünf Einstellungen zugrunde, so daß die Zahl der Messungen, die den Mittelwert ergeben, zwischen 10 und 20 schwankt, je nach dem Charakter der Linie.

Mit den so gewonnenen Mittelwerten verglich ich die von Humphreys angegebenen Druckverschiebungen für 8 Atmosphären. Es finden sich dort die Zahlen:

4248,1 = 0,012 Å. Verschiebung
4283,7 = 0,014 „ „
4381,6 = 0,007 „ „
4391,3 = 0,009 „ „
4441,1 = 0,015 „ „
4465,5 = 0,021 „ „
4487,7 = 0,004 „ „
4510,7 = 0,021 „ „

Die gute Übereinstimmung mit den von mir gefundenen Werten D ergibt sich aus den beiden Kurven der Fig. 4. Auf der Abszissenachse habe ich in gleichen Abständen die von

1) Humphreys, Changes in wave-frequencies. Astr. Journ. **6**, 1897.

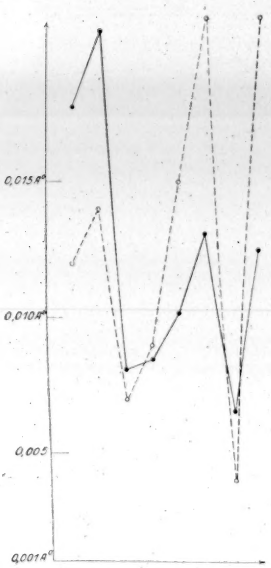


Fig. 4.

Humphreys und mir gemeinsam gemessenen Linien aufgetragen, und darüber als Ordinaten $^1/_2 D$ (ausgezogene Kurve) und die Druckverschiebungen (gestrichelt); beides in Å.-E. Man sieht, wie überall einem Extremwert der gestrichelten Kurve ein solcher der ausgezogenen entspricht. Unter Berücksichtigung der beiderseitigen Mittelwerte aus allen Linien kann man schließen, daß zwischen den beiden Punkten des Funkens, die im Photogramm in einer Horizontalen abgebildet werden, ein Druckunterschied von $8^2/_3$ Atmosphären bestanden hat.

Ich habe nur eine einzige Aufnahme der Betrachtung zugrunde gelegt, weil sie die Dissymmetrie besonders stark zeigt. Sämtliche anderen auf gleiche Weise gewonnenen Aufnahmen zeigen das gleiche Phänomen, aber in weit geringerem Maße. Selten übersteigt die Asymmetrie $^1/_3$ der obigen. Dann aber spielen Meßfehler eine so große Rolle, daß auf das Auffinden einer Gesetzmäßigkeit nicht zu hoffen ist. Dazu gesellt sich noch der Umstand, daß (wie schon oben bemerkt) die Linien oft mit der Gesamtheit ihrer Komponenten eine Verschiebung erfahren, sobald man das Magnetfeld einschaltet. Diese ist gewiß nicht mit den Druckverschiebungen identisch. Zu dieser Ansicht führt mich vor allen Dingen das Verhalten der dem Spektrum der Kohleelektroden angehörenden *Ca*-Linien 3968 und 4226. Die Druckverschiebung der einen muß nach Humphreys doppelt so groß sein als die der anderen; aber ich besitze Photogramme, auf denen die Verschiebung im Magnetfelde für beide gleich ist. Ebenso widersprechen einige Zinkaufnahmen den sehr zuverlässigen Resultaten Humphreys', und weiter Messungen zu Aluminium und Thor. Mangel an Zeit hinderte mich an einem systematischen Studium dieser interessanten Erscheinung. Die Untersuchung ist schwierig, weil man ja im allgemeinen Superposition mit einer Druckverschiebung hat. —

4. Es ist unbequem, mit der schiefstehenden Linse zu arbeiten, weil die Entscheidung schwierig ist, ob die Achse dem Spalt genau parallel ist. Der Zufall spielt dabei eine Rolle, die um so störender wirkt, als die Erscheinung meist schwach ist und die Messungen zeitraubend sind. Darum stellte ich das Linsenstativ senkrecht und trennte die p- von den s-Schwingungen durch einen großen Kalkspat, und zwar so, daß beide Funkenbilder im Abstande von 2 cm übereinander auf dem Spalt lagen. Die Mittelkomponente war nun sehr stark gegen die Außenkomponente verschoben; im übrigen erschienen dieselben Dissymmetrien wieder. Indessen stört jetzt auch bei großen Druckverschiebungen eine geringe Neigung des Spaltes, denn sie wird selbst zu einer Quelle starker Dissymmetrien.

Bezeichnet für das untere Bild φ den Spalt- und ψ den Bildwinkel, so ist

$$\sin\varphi + \sin\psi = m \cdot \frac{\lambda}{e} = c; \qquad (1)$$

λ bedeutet die betrachtete Wellenlänge, m die Ordnung und e die Gitterkonstante. Die letztere ist etwa $127{,}10^{-6}$ cm. Steht nun der Spalt ein wenig schief, so wird für das obere Funkenbild: der Spaltwinkel $= \varphi + \varepsilon$, der Bildwinkel $= \psi + \delta$, und es ist:

$$\sin(\varphi + \varepsilon) + \sin(\psi + \delta) = c, \qquad (2)$$

oder unter Berücksichtigung von (1) und $\sin\varepsilon = \varepsilon$, $\cos\varepsilon = 1$:

$$\varepsilon\cos\varphi + \delta\cos\psi = 1 \qquad (3)$$

$$\delta = -\varepsilon\frac{\cos\varphi}{\cos\psi}.$$

Hieraus folgt dann nach einer leichten Umformung:

$$\delta = \frac{-\varepsilon}{\sqrt{1 + c\dfrac{2\sin\varphi - c}{\cos^2\varphi}}}. \qquad (4)$$

Für die Göttinger Gitteraufstellung ist φ ungefähr 30^0. Betrachtet man ferner eine Linie von der Wellenlänge

$$\lambda = 4233 \text{ Å}$$

in der ersten Ordnung, d. h. setzt

$$m \cdot \frac{\lambda}{e} = \frac{1}{3},$$

so wird schließlich

$$\delta = -0{,}88\,\varepsilon$$

bzw.

$$\varepsilon = -1{,}14\,\delta,$$

danach würde eine Neigung des Spaltes um 3′, falls die beiden Funkenbilder 20 mm getrennt sind, für λ 4233 1. Ordnung eine Verschiebung der p-Komponenten um 0,015 mm gegen die Mitte der s-Schwingungen bedingen, also

$$D = 0{,}030 \text{ mm}$$

hervorrufen.

Man könnte die Abhängigkeit des Quotienten $\frac{\delta}{\varepsilon}$ von λ oder m benutzen, um die Neigung des Spaltes durch Rechnung zu eliminieren; doch haben diese Rechnungen bei den im Vergleich zu den Dissymmetrien großen Fehlern wenig Sinn.

Es handelt sich also bei diesen (falschen) Dissymmetrien um eine Superposition mehrerer, vielleicht dreier Wirkungen. Daran liegt es, daß man die Erscheinung kaum fruchtbringend verwerten kann. Käme nur die Druckwirkung in Betracht, so würde man in der Beobachtung der Dissymmetrien eine sehr leistungsfähige Methode zu deren Studium gewonnen haben.

Göttingen, am 24. Juli 1912.

(Eingegangen 25. Juli 1912.)

Einige Versuche über elektromagnetische Induktion und Relativbewegung.

(Some experiments on electromagnetic induction and relative motion.)

Von S. J. Barnett.

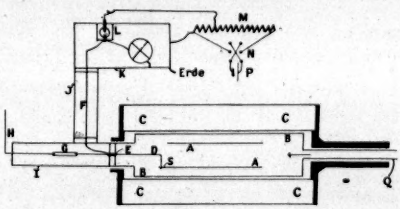
Bringt man einen Zylinderkondensator, der durch einen an seinen Belegungen befestigten Draht kurz geschlossen ist, in ein gleichförmiges Magnetfeld, dessen Richtung zur Achse des Kondensators parallel ist, und dreht man ihn um diese Achse, während der Magnet oder die felderzeugende Spule feststehen bleibt, so wird er bekanntlich zu einer E.M.K. aufgeladen, die gleich dem Produkt aus seiner Winkelgeschwindigkeit und dem magnetischen Fluß ist, der durch den ringförmigen Raum zwischen den beiden Belegungen hindurchgeht (Fall I).

Hält man hingegen den Kondensator nebst seinem Kurzschlußdraht in Ruhe, während man den Magnet oder die Spule dreht, so ist zwar die relative Bewegung der beiden Systeme dieselbe wie zuvor, aber es entsteht die Frage, ob der Kondensator geladen werden wird, wie zuvor (Fall II).

Die Versuche, die ich hier beschreibe, geben auf diese Frage eine endgültige und verneinende Antwort. Sie sind das Ergebnis einer vor vielen Jahren begonnenen Untersuchung und bilden die Fortsetzung einiger Versuche, die ich in den Jahren 1904 und 1908—1909 nach einer Methode anstellte, die sich auf dasselbe Grundprinzip stützt, aber nicht genau genug ist, um eine sichere Deutung des Ergebnisses zuzulassen.

Bei den neuen Versuchen habe ich sowohl rotierende Elektromagnete als auch eine rotierende Spule benutzt, die eisenfrei waren.

Die Figur ist eine vereinfachte Skizze der bei den Versuchen ohne Eisen benutzten Apparate. C ist die elektrische Spule, die in einem Spulenhalter aus Messing auf hohlen Achsen



aus Messing und Bronze gelagert ist. AB ist der Zylinderkondensator, und zwar bildet B im Verein mit dem Schlüssel und der Elektrometerschachtel K sowie den Verbindungsröhren IJ einen einzigen praktisch geschlossenen hohlen Leiter. Der innere Zylinder A konnte mittels des gebogenen Drahtes D und des an dem einen Ende von A befestigten kurzen Drahtes S mit dem Elektrometer und seinem Schlüssel L verbunden werden. M und P sind ein unterteilter Rheostat und eine Batterie, die zu Eichzwecken dienten. Bei den Beobachtungen wurde die von einem gemessenen Strome durchflossene Spule mit Hilfe eines Elektromotors gedreht, während die Schlüssel DS und L geschlossen waren und der Batterieschlüssel N offen war. Darauf wurden die Kondensatorbelegungen durch Öffnen von DS voneinander isoliert, dann die Schlüssel für die Spule und den Motor geöffnet und der Rest des inneren Systems durch Öffnen von L isoliert. Schließlich wurde DS wieder geschlossen und so das ganze innere System miteinander verbunden. Dann wurde das Elektrometer abgelesen und der ganze Vorgang mit umgekehrter Stromrichtung in der elektrischen Spule wiederholt. Aus dem doppelten

Ausschlag, der Elektrometerempfindlichkeit und dem Verhältnis der Kapazität von AB zu jener des ganzen inneren Systems (das man mit Hilfe der in der Figur dargestellten Eichvorrichtung erhalten kann) wurde die E.M.K. bestimmt, zu welcher der Kondensator durch die Drehung der elektrischen Spule aufgeladen wurde. Das Verhältnis dieser E.M.K. zu jener, die durch Drehen des Kondensators mit seinem Kurzschlußdraht bei fest stehenbleibender Spule bei demselben Werte des mittleren magnetischen Flusses durch den ringförmigen Raum zwischen A und B und bei derselben Geschwindigkeit entwickelt worden wäre, wurde für jede Beobachtungsreihe bestimmt und sowohl sein zahlenmäßiger Mittelwert als auch sein algebraischer Mittelwert verzeichnet. Neun Beobachtungsreihen, die in der ersten Hälfte des Monats Mai ausgeführt wurden, ergaben für das erste Mittel ungefähr 0,2 und für die Größe des zweiten Mittels ungefähr 0,04.

Bei späteren Versuchen mit einem abgeänderten Schlüsselsystem verringerte sich das erste Mittel auf ungefähr 0,03 und der Betrag des zweiten auf ungefähr 0,004.

Die Versuche mit Eisen waren hinsichtlich der Methode wie der Ergebnisse sehr ähnlich, nur war der Kondensator zwischen den entgegengesetzten Polen zweier mit derselben Geschwindigkeit getriebener Elektromagnete angeordnet, und die Genauigkeit war etwas geringer.

Während somit die Versuche im Falle II eine Kondensatorladung hätten nachweisen können, die nur einen kleinen Bruchteil jener ausmachte, die im Falle I entwickelt worden wäre, wurde keine solche Ladung nachgewiesen.

Versuche über die Entwicklung von Ladungen in sogenannten offenen Stromkreisen sind mehr als einmal als Mittel zur Entscheidung der alten Streitfrage nach dem Sitz der EMK. bei der unipolaren Induktion vorgeschlagen worden. Nach der einen Hypothese (Faraday) bleiben die Induktionslinien im Raume feststehen, während der Magnet oder die Spule durch sie hindurchgedreht wird; nach der zweiten Hypothese (Tolver Preston) bewegen sich die Linien, als ob sie starr an der Spule oder dem Magnet befestigt wären. Versuche an offenen Stromkreisen sind indessen nicht mehr imstande, die Frage zu entscheiden, als solche an geschlossenen Kreisen. Jene Forscher, die vorgeschlagen haben, die Frage auf diese Weise zu lösen, haben stets versäumt, die elektromotorischen Kräfte gebührend zu berücksichtigen, die in dem Dielektrikum entwickelt werden oder stets in isolierten Gebieten auftreten, durch welche sich Induktionslinien bewegen. Wenn man diese gebührend berücksichtigt, so läßt sich leicht beweisen, daß die gesamte elektrische Intensität in jedem beliebigen Punkte, und somit die elektrische Dichte, nach beiden Hypothesen in allen Fällen genau dieselben sind. Bei meinen eigenen Versuchen empfängt beispielsweise der Kondensator nach der Hypothese von den feststehenden Linien offenbar keine Ladung; er kann auch nach der Hypothese von den bewegten Linien keine Ladung erhalten; denn die gesamte elektromotorische Kraft rings um einen geschlossenen Stromkreis, der aus dem Kurzschlußdraht und irgendeiner durch das Dielektrikum gehenden Linie besteht, ist in diesem Falle null.

Die Bedeutung solcher Versuche, wie ich sie hier beschrieben habe, beruht also nicht etwa auf Aufschlüssen, die sie über den Sitz der E.M.K. bei der unipolaren Induktion geben könnten, sondern darin, daß sie den Beweis dafür erbringen, daß der Kondensator zwar eine bestimmte Ladung empfängt, wenn er sich zusammen mit seinem Kurzschlußdraht bei feststehender Spule oder feststehendem Magnet dreht, daß jedoch keine Ladung entwickelt wird, wenn der Kondensator und sein Draht feststehen bleiben und die Spule oder der Magnet gedreht wird, während doch die relative Bewegung der beiden Teile zueinander genau dieselbe ist wie zuvor.

Ein neuerer Versuch, das Problem der unipolaren Induktion nach Methoden mit offenem Stromkreis zu lösen; ist im Juniheft des Phil. Mag. von Herrn E. H. Kennard beschrieben worden, der seine Versuche an der Universität Oxford angestellt hat. Sein Verfahren ähnelt dem bei den hier geschilderten Versuchen benutzten, doch begeht er den schweren Irrtum, auf den ich soeben hingewiesen habe. Daher ist seine Schlußfolgerung, daß er die Unrichtigkeit der Hypothese von den bewegten Linien erwiesen habe, durchaus unzutreffend. Ferner nimmt er bei der Berechnung des auf Grund der Theorie von den bewegten Linien zu erwartenden Ergebnisses an, daß sich sämtliche Linien bewegen. Bei seinen Versuchen blieb aber die Magnetisierungsspule feststehen, und nur der Eisenkern drehte sich; es läßt sich nun unmöglich sagen, welcher Bruchteil der Linien nach der Theorie von den bewegten Linien an dem in Bewegung befindlichen Eisen und welcher Bruchteil an der ruhenden Spule haften würde. Aus demselben Grunde, daß nämlich ein Teil seines felderregenden Agens in Ruhe war, sind die Versuche des Herrn Kennard auch in bezug auf den wichtigen Punkt der Relativbewegung nicht beweisend. Um sie beweiskräftig zu

machen, würde man einen Versuch über die E.M.K. ausführen müssen, die in einer Faradayschen Scheibe oder einem kurzgeschlossenen Kondensator entwickelt würde, der starr mit der Spule eines Elektromagnets verbunden wäre, dessen Eisenkern in Ruhe bliebe, während sich die Spule mit der Scheibe oder dem Kondensator drehte.

Was die Frage der unipolaren Induktion angeht, so kann sie anscheinend nur dadurch gelöst werden, daß man entweder die Feldstärke E oder die Bewegungsintensität $\frac{1}{c}[VB]$ oder $\frac{1}{c}[VH]$ in einem der Leiter oder in dem Dielektrikum mißt. Wie dies möglich ist, ist nicht zu ersehen.

Die Untersuchung wird gegenwärtig fortgesetzt, in der Hoffnung, Ergebnisse von noch größerer Genauigkeit zu erlangen. Sie soll ausführlich im Physical Review veröffentlicht werden.

Physikalisches Laboratorium der Universität des Staates Ohio, 18. Juli 1912.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 24. Juli 1912.)

Über den Einfluß von Temperatur, spezifischem Gewicht und chemischer Natur von Flüssigkeiten auf die Turbulenzreibung [1]).

Von Walther Sorkau.

Wie an anderer Stelle in dieser Zeitschrift gezeigt wurde (**12**, 582—595, 1911), stellt sich beim Chloroform, Azeton und Amylen im Gebiete der turbulenten Strömung bei einem bestimmten Drucke eine sprunghafte Änderung der Viskosität ein; die Sprungstelle erwies sich deutlich als von der Temperatur abhängig. Jenseits der Diskontinuität konnte eine neue Strömungsart beobachtet werden; ich hatte sie, um sie von der bisher bekannten turbulenten Strömungsart zu unterscheiden, als Turbulenz II bezeichnet. Im logarithmischen Druck-Geschwindigkeits-Koordinatensystem ließ sich die Änderung der Durchflußzeit mit dem Drucke für beide Strömungsarten durch lineare Gleichungen darstellen. Die für Turbulenz I erhaltenen Reibungsgeraden schnitten die X-Achse unter einem Winkel, dessen Kotangente zu ca. 1,52 gefunden wurde; in der Turbulenz II war der entsprechende Kotangenswert etwa 2,2 (mit Schwankungen von 2,09 bis 2,35). Außerdem hatte es den Anschein gehabt, als wenn in der Turbulenz II von einem Einfluß der Temperatur auf die Reibung kaum noch die Rede sei.

Ich habe die Versuche fortgesetzt, und es ist mir gelungen, am Äthylazetat dieselben Erscheinungen wiederzufinden. Die Messungen wurden mit demselben Apparat ausgeführt, den ich bereits eingehend in der vorläufigen Mitteilung beschrieben habe. Um genügend Material zur Ableitung eines Temperaturgesetzes für die Turbulenz I zu erhalten, wurde bei acht verschiedenen Temperaturen gearbeitet; das Beobachtungsmaterial findet sich in den nachfolgenden Tabellen 1—8. Das Volumen wurde etwas größer gewählt, um die Durchflußzeiten zu vergrößern und damit die Wirkung der Beobachtungsfehler auf die Genauigkeit der Resultate zu verringern. Der ursprüngliche Abstand der beiden Fernrohre betrug 15,6 cm;

Tabelle 1.

Temp. 7° C. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,7054	21,05	17	2,1710	25,0	33	1,5263	29,2	49	1,1673	37,15	65	0,4784	66,6
2	2,7027	22,8	18	2,1424	25,45	34	1,4778	29,55	50	1,1197	38,15	66	0,4390	70,8
3	2,6918	20,9	19	2,1356	25,65	35	1,4502	29,7	51	1,0694	39,35	67	0,4016	75,1
4	2,6878	21,6	20	2,1043	25,2	36	1,4175	30,3	52	1,0122	40,5	68	0,3676	79,85
5	2,6334	20,95	21	2,0309	25,7	37	1,3958	31,2	53	0,9674	41,7	69	0,3350	84,7
6	2,5966	21,2	22	2,0254	25,1	38	1,3645	31,2	54	0,9184	43,3	70	0,3026	91,05
7	2,5572	21,25	23	2,0050	23,95	39	1,3495	30,35	55	0,8742	44,85	71	0,2734	97,9
8	2,5354	23,7	24	1,9574	26,45	40	1,3318	30,4	56	0,8341	46,15	72	0,2428	106,4
9	2,5314	23,55	25	1,9166	26,7	41	1,3278	31,1	57	0,7960	47,45	73	0,2149	116,0
10	2,4824	21,6	26	1,8718	27,1	42	1,3142	30,4	58	0,7729	48,6	74	0,1874	127,2
11	2,4144	23,5	27	1,8106	27,5	43	1,3006	31,55	59	0,7620	48,95	75	0,1621	142,1
12	2,4117	23,8	28	1,7997	27,4	44	1,2924	34,2	60	0,7117	51,2	76	0,1367	160,7
13	2,3913	24,0	29	1,7426	27,95	45	1,2910	31,0	61	0,6682	53,4	77	0,1133	185,7
14	2,2893	24,4	30	1,6773	28,1	46	1,2815	35,1	62	0,6178	56,35	78	0,09194	222,0
15	2,2621	25,2	31	1,6324	28,85	47	1,2693	35,15	63	0,5730	59,1			
16	2,2118	25,0	32	1,5794	28,8	48	1,2190	35,9	64	0,5152	63,25			

1) Siehe auch meine Inauguraldissertation, Greifswald 1912, erschienen bei S. Hirzel in Leipzig.

der neue Abstand war 18,7 cm. Da die Schenkel des Apparats von zylindrischer Form sind, so kann man unter der Voraussetzung, daß keine allzu großen Deformationen vorliegen, das Verhältnis der beiden Volumen ersetzen durch das der Zylinderhöhen; das neue Volumen ist demnach das 1,1897fache des bisherigen.

Tabelle 2.

Temp. 12° C. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,7418	20,65	16	2,2590	24,8	31	1,4022	30,4	46	1,1206	37,2	61	0,6100	55,4
2	2,6846	21,2	17	2,2372	23,6	32	1,3559	30,65	47	1,0941	37,9	62	0,5732	57,85
3	2,6642	22,9	18	2,2236	24,9	33	1,3036	31,4	48	1,0846	38,1	63	0,5447	59,9
4	2,6248	21,25	19	2,1434	24,4	34	1,2471	31,45	49	1,0635	38,4	64	0,5080	62,6
5	2,6003	21,2	20	2,1216	23,3	35	1,2417	32,1	50	1,0241	39,5	65	0,4733	65,8
6	2,5228	21,3	21	2,0427	26,2	36	1,2369	32,2	51	0,9806	40,6	66	0,4393	68,95
7	2,5214	23,6	22	1,9570	26,8	37	1,2104	32,15	52	0,9398	41,6	67	0,4066	72,6
8	2,5201	23,2	23	1,8795	27,05	38	1,1968	32,8	53	0,8854	43,3	68	0,3754	76,65
9	2,4738	21,6	24	1,8020	25,5	39	1,1914	32,7	54	0,8493	44,65	69	0,3454	81,2
10	2,4671	21,7	25	1,7299	28,1	40	1,1880	32,6	55	0,8112	46,0	70	0,3162	86,0
11	2,3950	21,6	26	1,6687	28,2	41	1,1682	36,3	56	0,7766	47,55	71	0,2876	91,8
12	2,3800	22,2	27	1,6048	28,85	42	1,1608	33,1	57	0,7385	48,9	72	0,2604	98,3
13	2,3705	22,25	28	1,5477	29,35	43	1,1546	36,35	58	0,7038	50,35	73	0,2339	106,1
14	2,3419	22,2	29	1,4892	29,4	44	1,1533	36,55	59	0,6705	52,0	74	0,2081	115,2
15	2,2794	22,4	30	1,4416	30,25	45	1,1397	36,8	60	0,6406	53,7			

Tabelle 3.

Temp. 17° C. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,6357	21,2	16	1,8550	27,3	31	1,2607	31,9	46	0,8745	43,05	61	0,3971	72,1
2	2,4820	21,5	17	1,8333	27,4	32	1,2267	32,0	47	0,8374	44,2	62	0,3692	75,8
3	2,3990	22,25	18	1,7680	27,5	33	1,1825	33,05	48	0,8020	45,45	63	0,3393	80,1
4	2,3147	22,3	19	1,7598	25,4	34	1,1424	33,45	49	0,7650	46,75	64	0,3124	84,65
5	2,2685	22,75	20	1,7517	26,0	35	1,1152	34,4	50	0,7401	48,0	65	0,2856	90,0
6	2,2018	22,8	21	1,6918	28,6	36	1,0962	34,6	51	0,6970	49,8	66	0,2600	95,8
7	2,1733	23,4	22	1,6891	28,4	37	1,0808	33,8	52	0,6800	51,1	67	0,2353	103,15
8	2,1189	25,2	23	1,6279	28,8	38	1,0717	33,95	53	0,6263	53,4	68	0,2108	110,7
9	2,0930	23,8	24	1,5749	29,25	39	1,0513	35,65	54	0,5970	55,2	69	0,1877	120,9
10	2,0577	23,75	25	1,5212	29,95	40	1,0377	38,4	55	0,5671	56,9	70	0,1644	132,15
11	2,0291	23,9	26	1,4729	30,2	41	1,0329	38,4	56	0,5399	58,8	71	0,1380	149,45
12	2,0006	23,9	27	1,4212	30,85	42	1,0091	39,2	57	0,5114	60,95	72	0,1171	170,4
13	1,9802	24,2	28	1,3763	31,05	43	0,9942	39,65	58	0,4848	63,1	73	0,09682	195,4
14	1,9489	26,65	29	1,3369	31,5	44	0,9602	40,25	59	0,4665	64,8	74	0,07785	231,0
15	1,9081	24,5	30	1,2961	31,6	45	0,9112	41,7	60	0,4277	68,65			

Tabelle 4.

Temp. 20° C. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,7350	21,1	14	2,1352	23,25	27	1,4620	30,3	40	0,9745	38,85	53	0,6086	53,8
2	2,7037	21,1	15	2,0985	25,8	28	1,4185	30,8	41	0,9677	39,7	54	0,5719	56,1
3	2,6602	21,2	16	2,0400	23,7	29	1,3777	31,5	42	0,9473	40,2	55	0,5379	58,4
4	2,5990	21,4	17	1,9747	24,0	30	1,3355	31,8	43	0,9282	41,0	56	0,5032	61,1
5	2,5636	21,6	18	1,9598	25,55	31	1,2954	32,05	44	0,9119	41,3	57	0,4692	63,8
6	2,4820	21,6	19	1,9013	24,8	32	1,2566	32,5	45	0,8874	41,9	58	0,4379	66,8
7	2,4371	22,25	20	1,8319	27,4	33	1,2220	32,75	46	0,8520	43,2	59	0,4073	69,95
8	2,3610	22,2	21	1,7680	27,25	34	1,1880	33,2	47	0,8152	44,35	60	0,3774	73,8
9	2,3066	22,25	22	1,7109	28,4	35	1,1370	33,6	48	0,7799	45,7	61	0,3475	77,9
10	2,2766	22,55	23	1,6551	26,65	36	1,1043	33,75	49	0,7718	45,9	62	0,3203	82,5
11	2,2766	22,45	24	1,6034	28,85	37	1,0643	34,9	50	0,7269	47,9	63	0,2938	87,5
12	2,1937	22,8	25	1,5545	29,45	38	1,0235	34,7	51	0,6950	49,4	64	0,2679	92,9
13	2,1842	23,35	26	1,5082	30,05	39	0,9854	35,8	52	0,6467	51,75	65	0,2380	100,4

Tabelle 5.

Temp. 25° C. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,7598	20,85	17	2,1424	25,6	33	1,5236	27,35	49	0,9089	37,7	65	0,4961	60,3
2	2,6551	21,5	18	2,1424	23,1	34	1,4774	30,8	50	0,9034	37,4	66	0,4608	63,45
3	2,6347	21,0	19	2,0771	23,4	35	1,4311	30,9	51	0,8864	37,2	67	0,4277	66,6
4	2,5898	21,5	20	2,0676	23,4	36	1,3876	31,6	52	0,8803	40,0	68	0,3934	70,4
5	2,5259	21,6	21	2,0526	23,9	37	1,3454	29,45	53	0,8756	38,3	69	0,3615	74,7
6	2,5096	22,2	22	2,0336	24,9	38	1,2992	32,0	54	0,8599	41,95	70	0,3302	79,05
7	2,4620	22,4	23	1,9982	23,8	39	1,2584	32,3	55	0,8368	42,65	71	0,2985	84,35
8	2,4253	22,2	24	1,9792	25,0	40	1,2176	32,55	56	0,7994	44,2	72	0,2724	90,2
9	2,4103	22,1	25	1,9316	26,85	41	1,1768	33,55	57	0,7674	45,45	73	0,2448	96,65
10	2,3464	22,7	26	1,9085	24,8	42	1,1360	33,75	58	0,7294	47,1	74	0,2148	105,5
11	2,3165	23,45	27	1,8459	25,45	43	1,0979	34,8	59	0,6831	48,85	75	0,1898	114,8
12	2,3124	22,5	28	1,7834	25,4	44	1,0571	34,7	60	0,6532	50,6	76	0,1644	128,4
13	2,2498	22,6	29	1,7249	25,7	45	1,0163	35,9	61	0,6233	52,0	77	0,1390	143,4
14	2,2403	22,8	30	1,6718	26,2	46	0,9742	36,3	62	0,5900	54,0	78	0,1170	162,3
15	2,2254	22,8	31	1,6215	29,2	47	0,9388	36,35	63	0,5618	55,6			
16	2,1587	23,4	32	1,5726	29,7	48	0,9232	37,75	64	0,5270	57,9			

Tabelle 6.

Temp. 30° C. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,7118	21,2	19	1,8618	24,8	37	1,3328	32,35	55	0,7098	38,2	73	0,6508	49,5
2	2,6792	22,1	20	1,8306	25,4	38	1,3029	32,25	56	0,8758	38,6	74	0,6202	51,1
3	2,6710	21,35	21	1,8020	26,7	39	1,2730	29,6	57	0,8391	38,7	75	0,5848	53,0
4	2,6479	21,6	22	1,7734	25,85	40	1,2471	32,6	58	0,8146	39,2	76	0,5522	55,2
5	2,5908	21,8	23	1,7490	26,1	41	1,2281	33,3	59	0,8038	39,5	77	0,5175	57,5
6	2,4956	22,15	24	1,7177	25,8	42	1,2009	32,3	60	0,7956	39,5	78	0,4876	59,8
7	2,4548	22,0	25	1,6973	26,1	43	1,1832	33,2	61	0,7874	40,2	79	0,4563	62,55
8	2,3827	22,6	26	1,6470	26,2	44	1,1465	33,7	62	0,7793	39,6	80	0,4250	65,6
9	2,3773	22,35	27	1,6252	26,8	45	1,1342	34,0	63	0,7738	40,3	81	0,3937	68,8
10	2,3093	23,1	28	1,5980	27,0	46	1,1016	33,45	64	0,7657	41,1	82	0,3741	71,1
11	2,2685	23,05	29	1,5654	28,0	47	1,0880	34,65	65	0,7643	40,2	83	0,3448	75,2
12	2,2100	22,9	30	1,5463	28,2	48	1,0472	34,8	66	0,7548	40,8	84	0,3158	79,7
13	2,1515	23,4	31	1,5164	27,7	49	1,0329	35,55	67	0,7494	45,1	85	0,2883	84,8
14	2,1148	23,8	32	1,4708	28,0	50	1,0050	36,3	68	0,7439	41,9	86	0,2629	90,1
15	2,0618	23,7	33	1,4246	28,8	51	0,9894	35,7	69	0,7358	45,75	87	0,2361	96,7
16	1,9978	24,35	34	1,3947	29,2	52	0,9697	36,2	70	0,7330	46,1	88	0,2116	104,3
17	1,9856	24,2	35	1,3790	30,8	53	0,9452	36,75	71	0,7113	46,7	89	0,1651	124,6
18	1,9271	24,7	36	1,3518	31,65	54	0,9282	37,3	72	0,6814	48,2			

Tabelle 7.

Temp. 35° C. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,7127	21,6	18	1,7634	25,6	35	1,2051	31,75	52	0,8685	37,75	69	0,6147	50,1
2	2,7031	22,0	19	1,7022	26,45	36	1,1772	31,55	53	0,8386	39,35	70	0,5734	53,0
3	2,6773	21,7	20	1,6423	26,5	37	1,1541	32,1	54	0,8255	38,8	71	0,5231	56,2
4	2,6379	22,1	21	1,5852	27,35	38	1,1269	31,5	55	0,7991	40,6	72	0,4869	58,8
5	2,5753	22,1	22	1,5281	27,4	39	1,1051	34,0	56	0,7779	40,5	73	0,4551	61,5
6	2,5617	22,0	23	1,5091	27,8	40	1,0929	34,7	57	0,7502	41,5	74	0,4170	65,0
7	2,4951	22,3	24	1,4737	28,6	41	1,0752	34,0	58	0,7303	41,85	75	0,3862	68,5
8	2,4271	22,9	25	1,4519	28,65	42	1,0480	35,25	59	0,7222	41,7	76	0,3556	72,4
9	2,3754	23,05	26	1,4220	28,6	43	1,0256	34,7	60	0,6958	43,1	77	0,3296	78,0
10	2,3115	23,0	27	1,3975	32,0	44	1,0072	34,8	61	0,6882	42,2	78	0,2904	82,9
11	2,2407	23,2	28	1,3799	30,4	45	0,9800	35,7	62	0,6868	42,9	79	0,2159	88,3
12	2,2027	23,7	29	1,3459	29,2	46	0,9637	36,4	63	0,6795	43,1	80	0,2387	94,2
13	2,1434	23,8	30	1,3295	31,2	47	0,9345	37,4	64	0,6740	43,35	81	0,2115	102,4
14	2,0558	24,5	31	1,3037	30,0	48	0,9181	37,7	65	0,6672	43,95	82	0,1879	110,5
15	1,9810	24,3	32	1,2792	30,4	49	0,9100	38,2	66	0,6659	47,2	83	0,1654	121,1
16	1,9035	24,9	33	1,2493	33,0	50	0,8984	38,1	67	0,6591	48,0	84	0,1441	133,3
17	1,8314	25,8	34	1,2303	33,0	51	0,8794	38,0	68	0,6460	48,6			

Tabelle 8.

Temp. 40° C. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,7118	21,4	15	1,7639	26,0	29	1,1458	32,5	43	0,6657	43,1	57	0,4964	57,1
2	2,6642	21,5	16	1,7109	26,0	30	1,0968	33,3	44	0,6637	45,1	58	0,4651	59,6
3	2,5500	21,8	17	1,6606	27,2	31	1,0533	35,1	45	0,6548	44,5	59	0,4352	62,3
4	2,5051	22,3	18	1,6143	27,6	32	1,0078	36,5	46	0,6514	44,8	60	0,4066	65,2
5	2,4330	22,7	19	1,5606	27,8	33	0,9581	37,5	47	0,6412	44,9	61	0,3807	68,1
6	2,3854	22,2	20	1,5137	27,7	34	0,9207	36,6	48	0,6408	47,8	62	0,3471	72,3
7	2,3691	22,6	21	1,4688	28,3	35	0,8745	38,3	49	0,6381	44,6	63	0,3216	76,1
8	2,2726	23,1	22	1,4253	28,5	36	0,8405	38,8	50	0,6207	49,0	64	0,2910	81,2
9	2,1814	23,8	23	1,3818	28,5	37	0,7990	39,9	51	0,6218	44,8	65	0,2693	85,7
10	2,0944	24,1	24	1,3417	29,4	38	0,7562	41,2	52	0,6170	49,6	66	0,3437	91,4
11	2,0142	24,6	25	1,3008	30,6	39	0,7453	41,6	53	0,6116	49,6			
12	1,9448	24,45	26	1,2600	31,9	40	0,7126	41,7	54	0,6025	49,8			
13	1,8768	25,4	27	1,2165	31,2	41	0,7058	42,5	55	0,5692	52,2			
14	1,8156	25,55	28	1,1805	32,8	42	0,6916	43,0	56	0,5290	55,0			

Die Resultate wurden im logarithmischen Druck - Geschwindigkeits - Koordinatensystem graphisch dargestellt (Fig. 1—8).

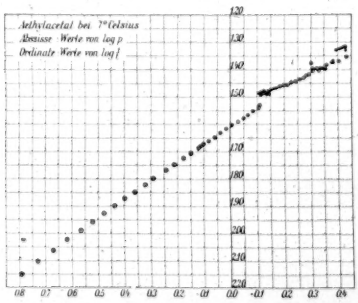


Fig. 1.

Wie aus der graphischen Wiedergabe ersichtlich ist, hat man anscheinend sogar drei verschiedene Strömungsarten in der Turbulenz zu unterscheiden; das mittlere Gebiet hatte ich allerdings schon bereits beim Azeton beobachtet, ihm aber als einem vermutlich labilen Übergangsgebiet keine Bedeutung beigelegt.

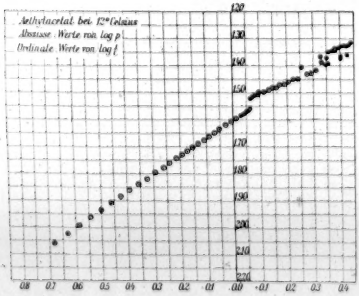


Fig. 2.

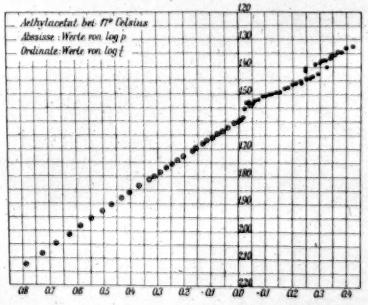


Fig. 3.

Bei 7° C wurde das obere Gebiet gerade noch erreicht; das Mittelgebiet reicht von ungefähr 2,5 bis 1,3 Atmosphären Druck und macht einen recht stabilen Eindruck bis an die Stelle heran, wo der Abfall zur Turbulenz I

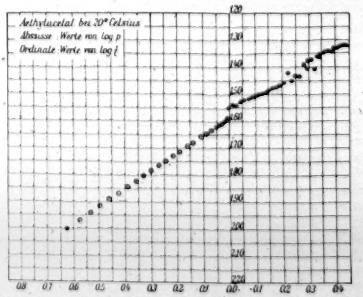


Fig. 4.

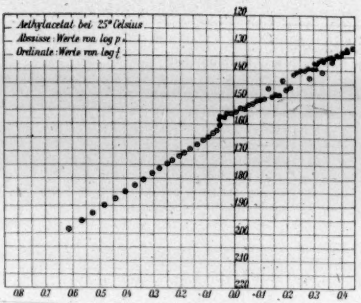


Fig. 5.

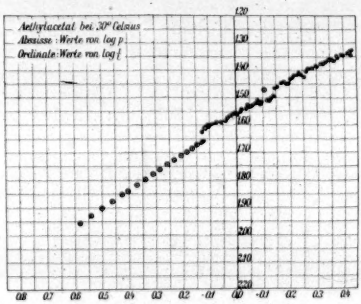


Fig. 6.

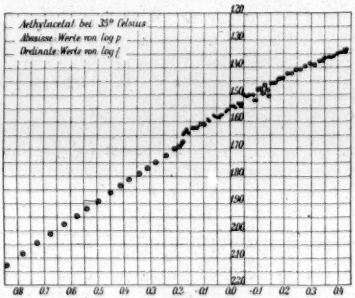


Fig. 7.

stattfindet. An der Übergangsstelle, die ich bei dieser und den folgenden Beobachtungsserien stets durch eine ganze Reihe von eng aneinander gelegten Punkten genau zu umgrenzen gesucht habe, wird die Strömung labil — es treten in den Durchflußzeiten Fehler von ungefähr einer ganzen Sekunde auf — und

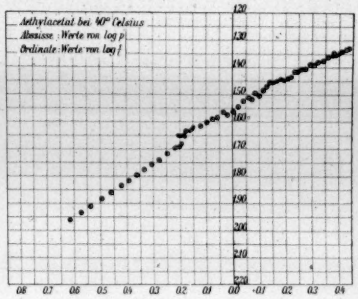


Fig. 8.

dann stellt sich scharf, mit einem Sprunge von 4 Sekunden in der Durchflußzeit, die Turbulenz I ein. Der Übergang von der oberen zur mittleren Strömung vollzieht sich unter mehrfachem Schwanken von einer Strömungsart in die andere. Die Übergänge sind in ihrer Lage deutlich von der Temperatur abhängig: sie rücken mit zunehmender Temperatur herab, und zwar dem Anschein nach der obere rascher als der untere. Bei höheren Temperaturen verliert das Mittelgebiet allmählich seine Stabilität: bei 30° sind die Abweichungen von der durchgelegten Geraden schon recht bedeutend, bei 35° kann man sie als nicht mehr innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler liegend bezeichnen, und bei 40° ist es unmöglich anzugeben, wo die obere Strömung aufhört und die mittlere beginnt. Vergleicht man die graphischen Darstellungen der Turbulenzreibung von Äthylazetat mit denen für Azeton und Amylen, so sieht man, daß Äthylazetat zunächst bei niedriger Temperatur ähnliche Kurven wie Azeton liefert, bei steigender Temperatur aber sich in seinem Verhalten dem Amylen nähert.

Die Ausgleichsrechnungen ergaben:

A. Unterer Teil.

Temp.	Gleichungen	Anzahl der Beob.	Mittlerer Fehler in Sek.
7°	$-\log t = -1{,}61291 + 0{,}65784 \cdot \log p$	22	$\pm 0{,}16$
12°	$-\log t = -1{,}60298 + 0{,}65841 \cdot \log p$	25	$\pm 0{,}11$
17°	$-\log t = -1{,}59497 + 0{,}65371 \cdot \log p$	19	$\pm 0{,}14$
20°	$-\log t = -1{,}58925 + 0{,}65745 \cdot \log p$	21	$\pm 0{,}09$
25°	$-\log t = -1{,}58071 + 0{,}65890 \cdot \log p$	18	$\pm 0{,}13$
30°	$-\log t = -1{,}57296 + 0{,}65478 \cdot \log p$	17	$\pm 0{,}11$
35°	$-\log t = -1{,}56114 + 0{,}66561 \cdot \log p$	16	$\pm 0{,}19$
40°	$-\log t = -1{,}55548 + 0{,}66153 \cdot \log p$	16	$\pm 0{,}16$

Mittlere Abweichung für $\cot \alpha$: $1{,}5186 \pm 0{,}0086$.

B. Mittlerer Teil.

Temp.	Gleichungen	Anzahl der Beob.	Mittlerer Fehler in Sek.
7°	$-\log t = -1{,}54472 + 0{,}42927 \cdot \log p$	36	$+0{,}36$
12°	$-\log t = -1{,}54632 + 0{,}42095 \cdot \log p$	24	$+0{,}23$
17°	$-\log t = -1{,}55182 + 0{,}43828 \cdot \log p$	24	$+0{,}35$
20°	$-\log t = -1{,}55160 + 0{,}42545 \cdot \log p$	10	$+0{,}24$
25°	$-\log t = -1{,}55517 + 0{,}43181 \cdot \log p$	22	$+0{,}33$
30°	$-\log t = -1{,}55494 + 0{,}41853 \cdot \log p$	28	$+0{,}39$
35°	$-\log t = -1{,}55570 + 0{,}46886 \cdot \log p$	32	$+0{,}52$
40°			

Mittlere Abweichung für cot α: $2{,}3321 \pm 0{,}0360$.

C. Oberer Teil.

Temp.	Gleichungen	Anzahl der Beob.	Mittlerer Fehler in Sek.
7°	$-\log t = -1{,}51717 + 0{,}45976 \cdot \log p$	7	$+0{,}13$
12°	$-\log t = -1{,}52526 + 0{,}48049 \cdot \log p$	14	$+0{,}19$
17°	$-\log t = -1{,}52628 + 0{,}47992 \cdot \log p$	15	$+0{,}19$
20°	$-\log t = -1{,}51844 + 0{,}45563 \cdot \log p$	18	$+0{,}21$
25°	$-\log t = -1{,}52182 + 0{,}46137 \cdot \log p$	27	$+0{,}26$
30°	$-\log t = -1{,}52646 + 0{,}46388 \cdot \log p$	33	$+0{,}29$
35°	$-\log t = -1{,}52692 + 0{,}44694 \cdot \log p$	33	$+0{,}30$
40°	$-\log t = -1{,}52691 + 0{,}45578 \cdot \log p$	24	$+0{,}27$

Mittlere Abweichung für cot α: $2{,}1611 \pm 0{,}0543$.

Um zu sehen, wie weit es sich bei den Werten für die Neigung der Geraden um zufällige Schwankungen handelt, habe ich mir zwei weitere Beobachtungsreihen bei 17° C für kleinere Volumen verschafft. Indem ich das Volumen der ausgetretenen Luft bestimmte, fand ich für das Flüssigkeitsvolumen, das der Höhe von 18,7 cm entspricht, den Wert 47,2 ccm. Für die beiden neuen Volumen ergaben sich die Höhen:

$h_2 = 16{,}4$ cm und $h_3 = 13{,}5$ cm,

daraus berechnet sich:

$V_2 = 41{,}4$ ccm und $V_3 = 34{,}07$ ccm.

Das Beobachtungsmaterial findet sich in den Tabellen 9 und 10.

Temp. 13° C. Tabelle 9. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,4887	18,85	19	1,8030	23,55	37	1,1749	29,2	55	0,9641	35,7	73	0,4310	59,8
2	2,4152	19,0	20	1,8467	22,2	38	1,1518	29,2	56	0,9491	36,0	74	0,4077	61,7
3	2,3690	19,25	21	1,8345	24,8	39	1,1511	29,3	57	0,9301	36,4	75	0,3792	65,0
4	2,3418	19,5	22	1,8291	24,15	40	1,1151	29,6	58	0,9117	36,6	76	0,3506	69,0
5	2,2751	19,6	23	1,7855	24,4	41	1,1015	30,0	59	0,8777	37,8	77	0,3220	76,05
6	2,1881	20,0	24	1,7747	24,7	42	1,0858	30,0	60	0,8397	39,3	78	0,2946	75,95
7	2,1473	20,2	25	1,7135	24,8	43	1,0804	30,2	61	0,8002	40,5	79	0,2681	81,2
8	2,1443	20,45	26	1,6577	24,8	44	1,0661	30,0	62	0,7621	41,7	80	0,2430	88,5
9	2,1215	20,2	27	1,5965	25,85	45	1,0477	29,8	63	0,7295	42,9	81	0,2203	94,85
10	2,0043	22,4	28	1,5407	25,65	46	1,0443	30,95	64	0,6969	44,1	82	0,1931	105,0
11	2,0439	20,8	29	1,4952	26,0	47	1,0307	30,2	65	0,6663	45,45	83	0,1703	114,0
12	2,0371	21,0	30	1,4510	26,1	48	1,0301	34,0	66	0,6350	47,0	84	0,1489	126,6
13	1,9895	21,2	31	1,4061	26,8	49	1,0267	33,9	67	0,6071	48,8	85	0,1244	143,0
14	1,9691	21,4	32	1,3639	27,4	50	1,0069	34,2	68	0,5799	49,0	86	0,1083	164,0
15	1,9637	22,4	33	1,3150	27,5	51	1,0029	34,4	69	0,5527	50,8	87	0,08956	193,8
16	1,9324	23,2	34	1,2755	28,3	52	1,0029	34,6	70	0,5269	52,8	88	0,07124	234,6
17	1,9147	21,6	35	1,2375	28,55	53	0,9967	34,55	71	0,4929	54,95			
18	1,8937	23,6	36	1,1890	28,6	54	0,9702	35,05	72	0,4616	57,4			

Temp. 17° C. Tabelle 10. Substanz: Äthylazetat.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,6689	15,2	19	2,0461	17,3	37	1,5429	21,6	55	0,9527	29,2	73	0,4590	47,7
2	2,5040	15,6	20	2,0229	18,2	38	1,4940	21,5	56	0,9213	30,25	74	0,4304	49,4
3	2,5001	15,6	21	1,9904	17,4	39	1,4464	22,0	57	0,8873	30,8	75	0,4032	51,5
4	2,4805	15,6	22	1,9821	19,5	40	1,3981	22,4	58	0,8563	31,6	76	0,3747	54,35
5	2,4703	15,5	23	1,9795	17,0	41	1,3573	22,6	59	0,8266	32,2	77	0,3488	56,9
6	2,3833	16,0	24	1,9632	18,9	42	1,3090	22,6	60	0,7983	32,8	78	0,3257	59,4
7	2,3042	16,15	25	1,9142	17,7	43	1,2696	22,65	61	0,7677	34,1	79	0,2978	62,3
8	2,3125	16,3	26	1,8911	18,5	44	1,2315	23,3	62	0,7366	34,6	80	0,2761	66,5
9	2,2772	16,7	27	1,8557	18,0	45	1,1920	23,6	63	0,7080	35,8	81	0,2530	70,5
10	2,2581	17,6	28	1,8204	18,2	46	1,1540	23,8	64	0,6807	36,4	82	0,2305	75,4
11	2,1889	16,5	29	1,8000	20,1	47	1,1172	24,3	65	0,6498	37,55	83	0,2108	80,8
12	2,1847	16,8	30	1,7801	18,3	48	1,0928	24,5	66	0,6076	39,0	84	0,1884	87,0
13	2,1589	17,2	31	1,7374	20,0	49	1,0805	25,1	67	0,5947	39,8	85	0,1674	93,6
14	2,1440	16,7	32	1,7143	20,4	50	1,0598	24,8	68	0,5666	41,0	86	0,1492	102,9
15	2,1122	16,8	33	1,6803	20,4	51	1,0452	25,5	69	0,5406	42,3	87	0,1302	113,3
16	2,1031	17,7	34	1,6531	20,4	52	1,0200	28,4	70	0,5148	43,2	88	0,1107	127,3
17	2,0732	17,1	35	1,6286	21,1	53	1,0125	28,2	71	0,4877	45,4			
18	2,0638	17,2	36	1,5987	21,1	54	0,9867	28,8	72	0,4836	46,0			

Die Ausgleichsrechnungen führten zu der nachstehenden Tabelle:

Volumen	Strömungsgebiet	Gleichungen
V_2	Ob. Teil	$-\log t = -1{,}46807 + 0{,}48891 \cdot \log p$
	Mittl. Teil	$-\log t = -1{,}49221 + 0{,}42965 \cdot \log p$
	Unt. Teil	$-\log t = -1{,}53978 + 0{,}65861 \cdot \log p$
V_3	Ob. Teil	$-\log t = -1{,}38187 + 0{,}46837 \cdot \log p$
	Mittl. Teil	$-\log t = -1{,}40786 + 0{,}42702 \cdot \log p$
	Unt. Teil	$-\log t = -1{,}45425 + 0{,}65403 \cdot \log p$

Wie zu erwarten war, verhielten sich die Durchflußzeiten wie die durchfließenden Volumen; man erhält z. B. für Turbulenz I:

$\frac{V_1}{V_2} = 1{,}140$	$\frac{10^{A_1}}{10^{A_2}} = 1{,}136$	Differenz: 0,35 Proz.
$\frac{V_2}{V_3} = 1{,}215$	$\frac{10^{A_2}}{10^{A_3}} = 1{,}218$	„ 0,24 „
$\frac{V_1}{V_3} = 1{,}385$	$\frac{10^{A_1}}{10^{A_3}} = 1{,}383$	„ 0,22 „

Für $\cot\alpha$, der bei allen drei Geraden denselben Wert aufweisen müßte, da nur eine Parallelverschiebung stattgefunden hat, betragen die mittleren Abweichungen:

Turbulenz I: $1{,}5257 \pm 0{,}0064$,
„ II: $2{,}3170 \pm 0{,}0314$,
„ III: $2{,}0881 \pm 0{,}0450$,

während für gleiches Volumen über das Temperaturintervall von 7^0—40^0 hin gefunden wurde:

Turbulenz I: $1{,}5186 \pm 0{,}0086$,
„ II: $2{,}3321 \pm 0{,}0360$,
„ III: $2{,}1611 \pm 0{,}0543$.

Da die mittleren Abweichungen vom Mittelwert in beiden Fällen von ungefähr derselben Größe sind, so schien die Einführung von konstanten Werten für $\cot\alpha$ in den drei Turbulenzgebieten berechtigt; es wurde gesetzt für

$$B = \frac{1}{\cot\alpha}:$$

Turbulenz I: 0,6585,
„ II: 0,4288,
„ III: 0,4627.

Mit Hilfe der Gleichung

$$A = \frac{\Sigma \log t - B \cdot \Sigma \log p}{n},$$

in der n die Anzahl der Beobachtungen vorstellt, erhält man die nachstehenden Werte für A (siehe folgende Tabelle).

Die neuen Werte für A und B der Gleichungen wurden am Beobachtungsmaterial auf ihre Zulässigkeit hin geprüft; es ergaben sich nur geringe Änderungen in den mittleren Fehlern, auch war der Vorzeichenwechsel bei den Differenzen zwischen beobachteter und berechneter Durchflußzeit befriedigend. (Die genaue Durchrechnung findet sich in der Dissertation.)

Temp.	A		
	Turbulenz I	Turbulenz II	Turbulenz III
7^0	1,61284	1,54460	1,51836
12^0	1,60297	1,54608	1,51850
17^0	1,59437	1,55039	1,52066
20^0	1,58905	1,55203	1,52099
25^0	1,58081	1,55494	1,52227
30^0	1,57193	1,55502	1,52614
35^0	1,56408	—	1,53103
40^0	1,55659	—	1,52889

In der Turbulenz I wächst A nahezu linear mit abnehmender Temperatur; als Gleichung ergab sich:

$$A = 1{,}62363 + 0{,}0017012 \cdot \vartheta.$$

Die Abweichungen sind geringer als 0,10 Sekunden. Setzt man die mit Hilfe dieser Beziehung berechneten A-Werte in die Gleichungen ein und schreibt diese in ihrer Exponentialform, so erhält man:

Temp.	Turbulenz I
7^0	$p^{0{,}6585} \cdot t = 40{,}90$
12^0	$p^{0{,}6585} \cdot t = 40{,}11$
17^0	$p^{0{,}6585} \cdot t = 39{,}33$
20^0	$p^{0{,}6585} \cdot t = 38{,}87$
25^0	$p^{0{,}6585} \cdot t = 38{,}12$
30^0	$p^{0{,}6585} \cdot t = 37{,}38$
35^0	$p^{0{,}6585} \cdot t = 36{,}65$
40^0	$p^{0{,}6585} \cdot t = 35{,}94$

Man kann dafür zusammenfassend setzen:

$$p^{0{,}6585} \cdot t = 42{,}04 \cdot e^{-0{,}003917 \cdot \vartheta}.$$

In den Gleichungen für die Turbulenz II und III wächst A mit zunehmender Temperatur, statt abzunehmen. Das ganze Temperaturintervall bedingt indes für die Durchflußzeit in der Turbulenz II nur Änderungen bis zum Höchstbetrage von 1 Sekunde, also von der Mitte aus nach beiden Seiten hin von 0,5 Sekunden, was in diesem labilen Turbulenzgebiet weiter nicht auffallend ist; für Turbulenz III beträgt der Unterschied sogar nur 0,6 Sekunden, bleibt also mit dem Betrage von 0,3 Sekunden nach oben und unten hin innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler.

Man darf daher wohl annehmen, daß die Temperatur in der Turbulenz II und III aufhört, einen Einfluß auf die Reibung auszuüben.

Die Gleichungen

Turbulenz II: $p^{0{,}4288} \cdot t = 35{,}5$,
„ III: $p^{0{,}4827} \cdot t = 33{,}3$

geben die Beobachtungen hinreichend genau wieder.

In Fig. 9 habe ich die für Turbulenz I berechneten Viskositätsgeraden zusammengestellt.

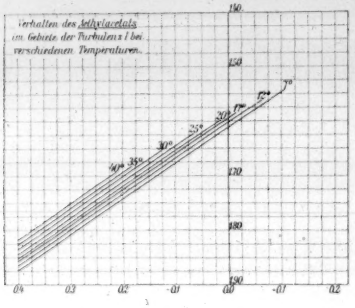


Fig. 9.

Die Abhängigkeit des Überganges von Turbulenz I nach Turbulenz II von der Temperatur ist auffallend. Die Diskontinuitätspunkte, von denen ich schon bei den früher untersuchten Flüssigkeiten vermutet hatte, daß sie eine gesetzmäßige Lage zueinander haben, können als einer geraden Linie zugehörig angesehen werden (Fig. 10).

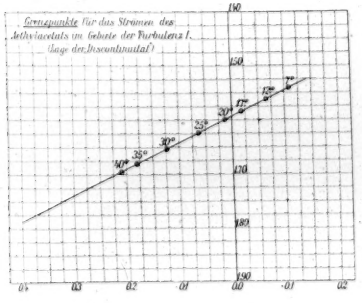


Fig. 10.

Bei 40° ist der Übergang etwas unscharf ausgefallen: Der Abstand zwischen ihm und dem für 35° ist zu gering. Da sich indes schon beim Amylen gezeigt hatte, daß die Nähe des Siedepunktes den Sprung nicht mehr scharf hervortreten läßt, so wurde auf die kleine Abweichung keine Rücksicht genommen. Die nachstehende Tabelle gibt die Koordinaten der Diskontinuitätspunkte:

Temp.	log p	log t gefunden	log t berechnet
7°	+ 0,1077	— 1,5453	— 1,5419
12°	+ 0,0624	— 1,5605	— 1,5619
17°	+ 0,0161	— 1,5843	— 1,5838
20°	— 0,0143	— 1,5988	— 1,5985
25°	— 0,0656	— 1,6227	— 1,6240
30°	— 0,1253	— 1,6542	— 1,6544
35°	— 0,1811	— 1,6812	— 1,6833
40°	— 0,2097	— 1,6955	— 1,6972

Zur Ermittelung der Gleichung wurden die ausgeglichenen Werte von log t herangezogen; es wurde gefunden:

$$-\log t = -1{,}59289 + 0{,}49363 \cdot \log p.$$

Statt dessen kann man schreiben:

$$-\log t = -1{,}5929 + 0{,}5 \cdot \log p,$$

oder

$$\sqrt{p} \cdot t = 39{,}16,$$

ohne daß dadurch die gute Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung gefährdet wird:

Temp.	t gefunden	t berechnet	$t_{gef.} - t_{ber.}$
7°	34,8	34,6	+ 0,2
12°	36,5	36,4	+ 0,1
17°	38,4	38,4	0,0
20°	39,7	39,8	— 0,1
25°	42,1	42,2	— 0,1
30°	45,1	45,2	— 0,1
35°	48,2	48,2	0,0
40°	49,8	49,9	— 0,1

Durch Kombination der beiden Gleichungen

$$p^{0{,}6585} \cdot t = 42{,}04 \cdot e^{-0{,}003917 \cdot \vartheta},$$

$$\sqrt{p} \cdot t = 39{,}16,$$

erhält man die jeder Temperatur entsprechenden kritischen Drucke und kritischen Geschwindigkeiten, bei denen Turbulenz I aufhört, existenzfähig zu sein. —

Für Chloroform[1]) führte eine gleiche Überlegung zu den folgenden Formeln für Turbulenz I:

Temp.	Turbulenz I
3°	$-\log t = -1{,}64663 + 0{,}6564 \cdot \log p$
15°	$-\log t = -1{,}62443 + 0{,}6564 \cdot \log p$
25°	$-\log t = -1{,}60965 + 0{,}6564 \cdot \log p$
30°	$-\log t = -1{,}59289 + 0{,}6564 \cdot \log p$

Die Änderung von A mit der Temperatur läßt sich ausdrücken durch

$$A = -1{,}65084 + 0{,}001663 \cdot \vartheta$$

mit einem Fehlermittel von 0,1 Sekunde. Durch Substitution dieser Beziehung gelangt man zu:

$$p^{0{,}6564} \cdot t = 44{,}75 \cdot e^{-0{,}00383 \cdot \vartheta}.$$

1) Das Beobachtungsmaterial findet sich in der vorläufigen Mitteilung, diese Zeitschrift **12**, 582—595, 1911.

In gleicher Weise erhält man für Azeton[1]) die Formeln:

Temp.	Turbulenz I
3°	$-\log t = -1{,}48337 + 0{,}6538 \cdot \log p$
10,5°	$-\log t = -1{,}47070 + 0{,}6538 \cdot \log p$
20°	$-\log t = -1{,}45561 + 0{,}6538 \cdot \log p$
30°	$-\log t = -1{,}44179 + 0{,}6538 \cdot \log p$

Der Einfluß der Temperatur auf die Größe A läßt sich mit einem Fehlermittel von 0,05 Sekunden ausdrücken durch:

$$A = -1{,}48733 + 0{,}0015412 \cdot \vartheta.$$

Substituiert man dies, so erhält man als allgemeine Gleichung der Turbulenz I:

$$p^{0{,}6538} \cdot t = 30{,}71 \cdot e^{-0{,}003549 \cdot \vartheta}.$$

Für Amylen[1]) schließlich lauten die Gleichungen:

Temp.	Turbulenz I
3°	$-\log t = -1{,}39393 + 0{,}6643 \cdot \log p$
12°	$-\log t = -1{,}38173 + 0{,}6643 \cdot \log p$
20°	$-\log t = -1{,}36990 + 0{,}6643 \cdot \log p$
30°	$-\log t = -1{,}35727 + 0{,}6643 \cdot \log p$

Für A in seiner Abhängigkeit von ϑ wurde gefunden:

$$A = -1{,}3980 + 0{,}001374 \cdot \vartheta$$

mit einem Fehlermittel von weniger als 0,05 Sekunden. Daraus folgt als allgemeine Gleichung:

$$p^{0{,}6643} \cdot t = 25{,}0 \cdot e^{-0{,}003164 \cdot \vartheta}.$$

Die Turbulenz III war einwandfrei außer am Äthylazetat nur noch am Azeton und am Amylen beobachtet worden. Beim Azeton erhält man, wenn man das Mittel der Neigung mit 0,4377 als konstantes B setzt, die folgenden Werte für A:

$$A_{3°} = 1{,}4421, \quad A_{20°} = 1{,}4317,$$
$$A_{10{,}5°} = 1{,}4244, \quad A_{30°} = 1{,}4316.$$

Da die Durchflußzeiten sehr klein sind, so sind die ziemlich bedeutenden Schwankungen von A ohne besonderen Einfluß auf die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung; alle Beobachtungen bei allen Temperaturen lassen sich hinreichend genau ausdrücken, wenn man ein konstantes A gleich 1,4324 einführt. Man erhält so die Gleichung:

$$p^{0{,}4377} \cdot t = 27{,}1.$$

In die entsprechenden Gleichungen für Amylen kann man als konstantes B den Mittelwert 0,4689 einführen; ihm entsprechen die A-Werte:

$$A_{3°} = 1{,}4156, \quad A_{20°} = 1{,}4112,$$
$$A_{12°} = 1{,}4072, \quad A_{30°} = 1{,}4094.$$

Man kann sämtliche Beobachtungen recht gut wiedergeben, wenn man für A den Wert 1,4108 setzt; die Gleichung lautet dann:

$$p^{0{,}4689} \cdot t = 25{,}75.$$

Wir sehen demnach, daß auch beim Azeton und Amylen die Temperatur als beeinflussender Faktor für die Turbulenz III vernachlässigt werden kann.

Da es sich bei den Messungen am Chloroform, Azeton und Amylen zunächst nur um orientierende Versuche gehandelt hatte, so war der Übergang von Turbulenz I nach Turbulenz II nicht genügend scharf herausgearbeitet worden. Um daher feststellen zu können, daß das am Äthylazetat aufgefundene Gesetz für die Diskontinuitätsgerade

$$\sqrt{p} \cdot t = K$$

ganz allgemein, nur mit andern Werten von K, für beliebige Flüssigkeiten gilt, sah ich mich genötigt, mir weiteres Beobachtungsmaterial zu verschaffen. Das Volumen war dasselbe wie bei den Messungen am Äthylazetat.

Tabelle 11.

Temp. 6° C. Substanz: Chloroform.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,6161	28,1	9	2,2054	29,5	17	1,5893	37,0	25	1,2663	40,25	33	1,1765	46,75
2	2,6079	27,55	10	2,1510	31,7	18	1,5220	37,25	26	1,2549	41,7	34	1,1534	47,5
3	2,5576	28,3	11	2,1075	33,7	19	1,4621	38,1	27	1,2337	41,4	35	1,1242	48,15
4	2,4624	28,0	12	2,0667	33,2	20	1,4016	39,5	28	1,2289	41,8	36	1,0711	50,0
5	2,4216	28,55	13	1,9497	34,3	21	1,3418	39,9	29	1,2221	41,8			
6	2,3686	31,15	14	1,8450	35,3	22	1,3227	40,1	30	1,2071	45,9			
7	2,2992	29,25	15	1,7566	36,2	23	1,3132	39,6	31	1,2037	46,2			
8	2,2598	29,6	16	1,6750	35,7	24	1,2821	41,1	32	1,1990	46,3			

1) Das Beobachtungsmaterial findet sich in der vorläufigen Mitteilung.

Tabelle 12.

Temp. 11° C. Substanz: Chloroform.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,6119	26,9	9	2,2664	31,5	17	1,5443	37,3	25	1,1227	44,0	33	1,0207	50,15
2	2,6078	27,3	10	2,1481	31,4	18	1,4987	37,9	26	1,1023	47,3	34	0,9989	51,35
3	2,5724	29,3	11	2,0189	33,4	19	1,4368	38,9	27	1,0996	44,8	35	0,9676	52,45
4	2,5058	28,2	12	1,8965	33,8	20	1,3770	39,3	28	1,0941	43,9	36	0,9228	53,9
5	2,4854	27,85	13	1,8394	34,9	21	1,3335	39,8	29	1,0873	48,3			
6	2,4405	28,8	14	1,7646	36,35	22	1,2791	40,65	30	1,0866	48,55			
7	2,4296	28,6	15	1,6868	35,6	23	1,2152	41,45	31	1,0669	48,7			
8	2,3916	29,8	16	1,6164	36,7	24	1,1608	42,8	32	1,0479	49,3			

Tabelle 13.

Temp. 15° C. Substanz: Chloroform.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,5650	27,8	14	2,0155	30,7	27	1,6007	36,8	40	1,0486	43,9	53	0,7188	62,45
2	2,5051	27,9	15	1,9394	34,0	28	1,5790	36,9	41	1,0282	44,05	54	0,6644	65,4
3	1,5051	28,0	16	1,9190	32,1	29	1,5450	37,2	42	1,0268	46,0	55	0,6215	68,6
4	1,4589	28,15	17	1,8863	31,95	30	1,5096	37,7	43	1,0132	45,65	56	0,5807	72,25
5	1,3773	29,6	18	1,8374	32,1	31	1,4620	38,5	44	1,0050	45,1	57	0,5263	76,35
6	1,3718	29,2	19	1,8074	34,55	32	1,4430	38,25	45	0,9969	45,75	58	0,4855	80,4
7	1,2862	29,6	20	1,7775	34,7	33	1,3809	39,3	46	0,9860	49,35	59	0,4474	85,1
8	1,2426	30,15	21	1,7544	36,3	34	1,3396	40,3	47	0,9819	50,4	60	0,4121	89,6
9	1,2345	29,4	22	1,7340	36,15	35	1,2811	40,6	48	0,9642	51,6	61	0,3788	95,0
10	1,1507	29,8	23	1,6918	35,3	36	1,2294	41,7	49	0,9282	52,75	62	0,3450	101,0
11	1,1284	30,3	24	1,6864	36,8	37	1,1832	42,6	50	0,8724	54,9	63	0,3138	107,8
12	1,0808	30,5	25	1,6701	36,4	38	1,1329	43,7	51	0,8187	57,35	64	0,2825	115,4
13	1,0373	30,7	26	1,6157	37,1	39	1,0880	43,7	52	0,7698	59,6			

Tabelle 14.

Temp. 20° C. Substanz: Chloroform.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,6101	27,5	12	2,0034	30,7	23	1,5016	38,0	34	0,9997	45,6	45	0,8971	53,4
2	2,5843	27,6	13	1,9749	31,4	24	1,4390	38,4	35	0,9725	46,1	46	0,8814	53,75
3	2,5598	27,8	14	1,9096	32,1	25	1,3819	39,8	36	0,9562	46,3	47	0,8712	54,2
4	2,5202	28,7	15	1,8865	31,85	26	1,3289	40,5	37	0,9433	45,9	48	0,8461	55,1
5	2,4509	28,6	16	1,8008	32,5	27	1,2745	41,1	38	0,9331	47,6	49	0,8141	56,8
6	2,3815	28,8	17	1,7239	33,0	28	1,2241	41,95	39	0,9317	47,6	50	0,7631	59,2
7	2,3380	29,15	18	1,7069	33,7	29	1,1725	42,75	40	0,9249	47,3	51	0,7169	61,55
8	2,3180	30,1	19	1,6920	35,6	30	1,1235	43,4	41	0,9222	47,7	52	0,6733	64,2
9	2,2428	29,5	20	1,6539	36,0	31	1,0766	44,7	42	0,9147	52,4			
10	2,1789	30,9	21	1,6226	35,5	32	1,0514	45,0	43	0,9093	52,75			
11	2,1163	30,45	22	1,5614	37,95	33	1,0337	44,8	44	0,9066	48,8			

Tabelle 15.

Temp. 3° C. Substanz: Azeton.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,6384	20,2	12	1,4797	26,85	23	0,9792	34,4	34	0,8486	36,1	45	0,6025	50,8
2	2,4875	21,35	13	1,4198	29,1	24	0,9493	35,3	35	0,8486	37,1	46	0,5515	53,8
3	2,3025	21,85	14	1,3904	28,6	25	0,9316	36,4	36	0,8391	39,6	47	0,5032	57,0
4	2,1733	22,2	15	1,3355	29,2	26	0,9071	36,2	37	0,8337	40,9	48	0,4563	61,0
5	2,0530	23,2	16	1,3192	29,6	27	0,8935	36,4	38	0,8303	41,2	49	0,4073	66,0
6	1,9407	23,4	17	1,2512	29,6	28	0,8894	37,6	39	0,8255	41,2	50	0,3604	71,3
7	1,8428	24,8	18	1,1927	31,0	29	0,8786	37,5	40	0,8024	42,15	51	0,3196	77,3
8	1,7571	24,95	19	1,1383	31,8	30	0,8772	38,15	41	0,7779	43,15			
9	1,6769	25,4	20	1,0866	33,2	31	0,8677	39,1	42	0,7344	44,8			
10	1,6075	26,0	21	1,0322	35,1	32	0,8568	39,55	43	0,7018	46,0			
11	1,5409	26,65	22	0,9833	34,9	33	0,8527	39,5	44	0,6691	47,6			

Tabelle 16.

Temp. 10° C. Substanz: Azeton.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,7095	20,5	12	1,7732	24,7	23	1,2230	28,65	34	0,7613	38,5	45	0,5512	52,1
2	2,6048	21,2	13	1,7004	25,2	24	1,1768	32,4	35	0,7470	39,3	46	0,5022	55,4
3	2,5572	21,0	14	1,6270	25,7	25	1,1605	32,0	36	0,7334	38,65	47	0,4608	58,6
4	2,4321	21,4	15	1,5562	26,0	26	1,1047	31,8	37	0,7185	43,9	48	0,4206	61,4
5	2,3178	22,0	16	1,4889	26,8	27	1,0462	33,6	38	0,7144	44,6	49	0,3824	66,45
6	2,2036	22,2	17	1,4196	27,15	28	0,9857	34,35	39	0,7076	41,6	50	0,3487	70,6
7	2,0921	22,7	18	1,3509	28,2	29	0,9266	35,5	40	0,7008	44,7	51	0,3146	75,1
8	1,9969	23,2	19	1,3427	28,4	30	0,8722	36,2	41	0,6954	44,9	52	0,2690	84,1
9	1,9398	23,8	20	1,3237	28,8	31	0,8266	37,5	42	0,6654	46,3	53	0,2315	91,6
10	1,8826	23,65	21	1,2924	30,6	32	0,8110	37,5	43	0,6410	47,1	54	0,2001	101,8
11	1,8486	24,0	22	1,2604	28,7	33	0,7974	38,1	44	0,5947	49,6			

Tabelle 17.

Temp. 15° C. Substanz: Azeton.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,6471	20,4	18	1,8032	23,9	35	1,2259	31,1	52	0,6697	40,5	69	0,3400	70,2
2	2,5737	20,6	19	1,7991	25,0	36	1,2014	32,2	53	0,6629	41,2	70	0,3112	74,4
3	2,5043	21,5	20	1,7767	25,1	37	1,1797	29,75	54	0,6574	40,55	71	0,2822	79,4
4	2,4309	21,45	21	1,7386	24,65	38	1,1280	32,3	55	0,6520	42,6	72	0,2570	84,7
5	2,3697	21,8	22	1,6829	25,0	39	1,0790	33,0	56	0,6493	41,0	73	0,2305	91,2
6	2,3112	22,1	23	1,6271	25,95	40	1,0369	33,4	57	0,6425	46,5	74	0,2040	98,45
7	2,2541	22,05	24	1,5958	25,6	41	0,9961	33,9	58	0,6384	46,65	75	0,1794	107,55
8	2,2078	22,4	25	1,5401	26,6	42	0,9580	34,6	59	0,6357	46,1	76	0,1575	118,2
9	2,1425	22,2	26	1,4897	26,6	43	0,9172	34,7	60	0,6268	48,35	77	0,1356	130,6
10	2,1126	22,5	27	1,4748	29,05	44	0,8709	35,95	61	0,5989	48,8	78	0,1136	148,45
11	2,0732	22,65	28	1,4435	28,6	45	0,8628	36,7	62	0,5670	50,6	79	0,0959	165,4
12	1,9848	23,4	29	1,4245	27,1	46	0,8363	37,45	63	0,5418	51,65	80	0,0762	195,8
13	1,9467	23,4	30	1,3864	27,6	47	0,8097	37,7	64	0,5065	54,1	81	0,0564	245,8
14	1,9195	23,45	31	1,3701	27,2	48	0,7662	39,2	65	0,4706	56,8	82	0,0375	339,0
15	1,8801	23,9	32	1,3374	28,25	49	0,7261	39,3	66	0,4385	59,55	83	0,0316	385,2
16	1,8515	24,6	33	1,2885	31,0	50	0,6799	41,3	67	0,4053	62,5	84	0,0270	436,6
17	1,8406	23,65	34	1,2422	29,2	51	0,6724	41,5	68	0,3707	66,4			

Tabelle 18.

Temp. 20° C. Substanz: Azeton.

Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t	Nr.	p	t
1	2,6207	21,1	17	1,6796	25,25	33	1,1798	30,8	49	0,6780	40,9	65	0,4474	57,5
2	2,5282	21,2	18	1,6497	26,4	34	1,1574	32,3	50	0,6644	41,8	66	0,4148	60,25
3	2,4466	21,6	19	1,6157	25,9	35	1,1179	32,55	51	0,6460	41,5	67	0,3828	63,75
4	2,3773	21,8	20	1,5817	26,2	36	1,0894	32,2	52	0,6229	42,3	68	0,3525	67,4
5	2,2889	22,1	21	1,5490	25,8	37	1,0472	30,9	53	0,6161	41,9	69	0,3225	71,45
6	2,2345	22,45	22	1,5150	26,85	38	1,0023	33,95	54	0,6059	42,0	70	0,2938	75,4
7	2,1338	23,4	23	1,4756	27,0	39	0,9833	32,8	55	0,5961	47,7	71	0,2674	80,65
8	2,0971	23,1	24	1,4525	26,8	40	0,9622	32,95	56	0,5875	44,25	72	0,2415	86,2
9	2,0414	23,4	25	1,4144	28,2	41	0,9418	35,1	57	0,5780	48,7	73	0,2156	92,8
10	1,9829	23,3	26	1,3831	28,2	42	0,9207	36,1	58	0,5766	43,8	74	0,1911	100,5
11	1,9339	24,0	27	1,3437	28,6	43	0,8962	35,8	59	0,5675	49,1	75	0,1651	111,2
12	1,8809	23,85	28	1,3124	28,05	44	0,8527	36,8	60	0,5549	50,1	76	0,1405	223,8
13	1,8360	24,5	29	1,2784	28,4	45	0,8153	37,3	61	0,5390	51,1			
14	1,7925	24,2	30	1,2512	30,2	46	0,7711	38,2	62	0,5195	52,35			
15	1,7558	24,5	31	1,2345	28,7	47	0,7392	39,55	63	0,5036	53,4			
16	1,7122	25,3	32	1,2104	29,0	48	0,6977	40,5	64	0,4821	54,8			

Dank der Anwendung höherer Drucke wurde beim Chloroform überall die Turbulenz III realisiert. Turbulenz II erweist sich als stets vorhanden, scharf abgesetzt gegen Turbulenz I, weniger gut gegen Turbulenz III; die Übergänge liegen senkrecht unter den Stellen, die bei den vorjährigen Versuchen gefunden wurden. Stellt man die Beobachtungen graphisch dar und vergleicht die erhaltenen Kurven mit denen, die in der vorläufigen Mit-

teilung enthalten sind, so fällt auf, daß die Turbulenz III sich bereits bei Drucken zeigt, bei denen früher noch unzweifelhafte Turbulenz II geherrscht hatte. Dies abweichende Verhalten findet wohl dadurch seine Erklärung, daß die Messungen nicht an der gleichen Substanz ausgeführt wurden. Im Jahre 1910 arbeitete ich im physikalischen Institut der Universität La Plata und benutzte für die Chloroformmessungen ein Präparat der Institutssammlung, das auf seine Reinheit zu prüfen ich leider versäumt habe. Die vorliegende Untersuchung habe ich, nachdem Herr Prof. Bose im Mai 1911 gestorben war, in meinem eigenen Laboratorium ausgeführt und Präparate verwandt, die von den deutschen Firmen Kahlbaum-Berlin und Merck-Darmstadt als analysenrein bezogen worden sind, und ich glaube, daß das zuletzt benutzte Chloroform vertrauenswürdiger ist.

Die der Turbulenz III entsprechenden Beobachtungen bei den Temperaturen 15° und 20° wurden ausgeglichen und dann für B der Mittelwert 0,43482 gesetzt; die entsprechenden A-Werte für alle vier Temperaturen

$$A_{6^\circ} = 1{,}6235, \qquad A_{15^\circ} = 1{,}6239,$$
$$A_{11^\circ} = 1{,}6201, \qquad A_{20^\circ} = 1{,}6255$$

weichen so wenig voneinander ab, daß man sämtliche Beobachtungen innerhalb der üblichen Fehlergrenzen wiedergeben kann durch

$$-\log t = -1{,}6240 + 0{,}4348 \cdot \log p,$$

oder

$$p^{0{,}4348} \cdot t = 42{,}1.$$

Nach Ausgleichung der Beobachtungen, die der Turbulenz II angehören, ergab sich für B der Mittelwert 0,45494; ihm entsprechen die folgenden A-Werte

$$A_{6^\circ} = 1{,}6609, \qquad A_{15^\circ} = 1{,}6598,$$
$$A_{11^\circ} = 1{,}6590, \qquad A_{20^\circ} = 1{,}6601,$$

also Werte, die sich kaum noch voneinander unterscheiden, und für die man 1,66 als Mittel setzen kann, ohne einen nennenswerten Fehler zu begehen. So erhält man die Gleichung:

$$p^{0{,}4549} \cdot t = 45{,}7.$$

Die Temperatur ist demnach in dem beobachteten Temperaturintervall für die Turbulenz II und III ohne Einfluß auf die Durchflußgeschwindigkeit.

Da das Gebiet der Turbulenz I bereits hinreichend gekennzeichnet war, so habe ich davon Abstand genommen, bei der Wiederholung mit größerem Volumen die erforderlichen Beobachtungsreihen für alle vier Temperaturen mir zu beschaffen; aus der einzigen Reihe bei 15° folgte die Gleichung

$$-\log t = -1{,}7015 + 0{,}6524 \cdot \log p.$$

Legt man den früher gefundenen Mittelwert 0,6564 für B zugrunde, so folgt für A der Wert 1,7008; das führt zur Gleichung

$$p^{0{,}6564} \cdot t = 50{,}2.$$

Daraus folgt als allgemeine Gleichung für Turbulenz I bei großem Volumen:

$$p^{0{,}6564} \cdot t = 53{,}2 \cdot e^{-0{,}00383 \cdot \vartheta}.$$

Der Zahl 53,2 entspricht bei kleinem Volumen die Zahl 44,75; ihr Quotient 1,1888 ist fast identisch mit 1,1897, dem Quotienten der beiden Volumen.

Die Diskontinuitätskoordinaten sind:

Temp.	$\log p$	$\log t$ beobachtet	$\log t$ interpoliert
6°	+ 0,0817	— 1,6618	— 1,6622
11°	+ 0,0363	— 1,6839	— 1,6835
15°	— 0,0017	— 1,6933	— 1,7026
20°	— 0,0413	— 1,7222	— 1,7197

Wie die nachstehende Tabelle zeigt, gilt für sie die Gleichung

$$-\log t = -1{,}7013 + 0{,}5 \cdot \log p,$$

oder

$$t = \frac{50{,}3}{\sqrt{p}}.$$

Temp.	t beobachtet	t berechnet	$t_{beob.} - t_{ber.}$
6°	45,9	45,8	+ 0,1
11°	48,3	48,2	+ 0,1
15°	50,4	50,4	0,0
20°	52,4	52,7	— 0,3

Mittlerer Fehler: ± 0,2 Sekunden.

Beim Azeton ergaben die Ausgleichsrechnungen für das Gebiet der Turbulenz III den Mittelwert 0,4617 für B; daraus folgten die folgenden Werte für A:

$$A_{3^\circ} = 1{,}5080, \qquad A_{15^\circ} = 1{,}5062,$$
$$A_{10^\circ} = 1{,}5075, \qquad A_{20^\circ} = 1{,}5094.$$

Man kann für A den konstanten Wert 1,5079 setzen, ohne die gute Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung zu stören, da das ganze Intervall für $t = 10^{-4}$ nur von 32,2 bis 32,3 Sekunden reicht. Daraus geht wiederum hervor, daß man die Temperatur als beeinflussenden Faktor in der Turbulenz III vernachlässigen kann.

Für Turbulenz II errechnete sich der Mittelwert 0,4457 für B; das ergab für A:

$$A_{3^\circ} = 1{,}5326, \qquad A_{15^\circ} = 1{,}5344,$$
$$A_{10^\circ} = 1{,}5339, \qquad A_{20^\circ} = 1{,}5350.$$

Das Intervall für $t = 10^{-4}$ geht von 34,1 bis 34,3 Sekunden, bleibt also ganz innerhalb der Fehlergrenzen; man kann demnach mit dem konstanten Wert 1,5340 für A rechnen.

Man erhält so die Gleichungen:

für Turbulenz III: $p^{0,4617} \cdot t = 32{,}25$,

„ „ II: $p^{0,4457} \cdot t = 34{,}2$.

Für Turbulenz I ergab sich durch Ausgleichung der Mittelwert 0,6563 für B (bei den vorjährigen Messungen hatte B den Betrag von 0,6538, war also nur unwesentlich kleiner); er führt zu den folgenden A-Werten:

$A_{3^0} = 1{,}5619$, $A_{15^0} = 1{,}5399$,

$A_{10^0} = 1{,}5478$, $A_{20^0} = 1{,}5311$.

Der Einfluß von ϑ auf A gehorcht der Gleichung:

$$A = -1{,}56682 + 0{,}0018029 \cdot \vartheta$$

bei einem Fehlermittel von 0,05 Sekunden. Die Benutzung dieser Beziehung führt zur allgemeinen Gleichung:

$$p^{0,6563} \cdot t = 36{,}88 \cdot e^{-0{,}024152 \cdot \vartheta}.$$

Die Messungen mit einem kleineren Volumen hatten ergeben:

$$p^{0,6538} \cdot t = 30{,}71 \cdot e^{-0{,}003549 \cdot \vartheta}.$$

Da die Änderung des Volumens nur eine Parallelverschiebung der Viskositätsgeraden zur Folge hat, die sich nur im Faktor von e ausdrücken kann, so müssen die Exponenten von p und e identisch sein; die Schwankungen in ihnen sind daher eine Folge der Beobachtungsfehler. Durch Einsetzen der Mittelwerte erhält man daher:

$$p^{0,6551} \cdot t = 30{,}71 \cdot e^{-0{,}00385 \cdot \vartheta}$$

und

$$p^{0,6551} \cdot t = 36{,}88 \cdot e^{-0{,}00385 \cdot \vartheta}$$

für die beiden benutzten Volumen. Der Quotient der beiden Faktoren von e beträgt 1,201, während das Verhältnis der beiden Volumen zu 1,1897 bestimmt worden war; die Differenz ist genau gleich 1 Proz.

Die Diskontinuitätskoordinaten sind:

Temp.	$\log p$	$\log t$ berechnet
3^0	$-0{,}0790$	$-1{,}6134$
10^0	$-0{,}1436$	$-1{,}6426$
15^0	$-0{,}1921$	$-1{,}6660$
20^0	$-0{,}2381$	$-1{,}6872$

Die Gerade, auf der sie liegen, hat die Gleichung:

$$-\log t = -1{,}5707 + 0{,}5 \cdot \log p,$$

oder

$$t = \frac{37{,}2}{\sqrt{p}}.$$

Die Abweichungen sind gering:

Temp.	t beobachtet	t berechnet	$t_{beob.} - t_{ber.}$
3^0	41,05	40,8	$+0{,}25$
10^0	43,9	43,9	0,0
15^0	46,3	46,4	$-0{,}1$
20^0	48,7	48,9	$-0{,}2$

Mittlerer Fehler: $\pm 0{,}2$ Sekunden.

Die erforderlichen Messungen am Amylen konnte ich leider nicht ausführen, da ich vor meiner Abreise nach Deutschland nicht mehr rechtzeitig genug in Besitz einer hinreichend großen Substanzmenge gelangte. Die dem größeren Volumen entsprechenden Gleichungen würden lauten:

Turbulenz I: $p^{0,6643} \cdot t = 29{,}89 \cdot e^{-0{,}003164 \cdot \vartheta}$

„ III: $p^{0,4689} \cdot t = 30{,}8$.

In den Gleichungen für Turbulenz I:

Amylen:	$p^{0,6643} \cdot t = 29{,}89 \cdot e^{-0{,}003164 \cdot \vartheta}$,
Azeton:	$p^{0,6551} \cdot t = 30{,}71 \cdot e^{-0{,}003850 \cdot \vartheta}$,
	$p^{0,6551} \cdot t = 36{,}88 \cdot e^{-0{,}003850 \cdot \vartheta}$,
Azetat:	$p^{0,6585} \cdot t = 42{,}04 \cdot e^{-0{,}003917 \cdot \vartheta}$,
Chloroform:	$p^{0,6564} \cdot t = 53{,}2 \cdot e^{-0{,}003830 \cdot \vartheta}$

sind die Exponenten von p und e so wenig voneinander verschieden, daß man sie durch Mittelwerte ersetzen kann, ohne dadurch die Brauchbarkeit der Gleichungen für die Berechnung von t zu beeinträchtigen.

Man gelangt so zu der allgemeinen Gleichung:

$$p^{0,6586} \cdot t = K \cdot e^{-0{,}00369 \cdot \vartheta},$$

in welcher K, außer von den Apparatkonstanten, abhängt von dem angewandten Volumen und der chemischen Natur der Flüssigkeiten. Der Exponent von e ist nahezu gleich dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten 0,003663 für Gase[1]); man hat demnach:

$$e^{0{,}00369 \cdot \vartheta} = e^{\frac{\vartheta}{273}}$$

und für $\vartheta = \Theta - 273$

$$e^{\frac{\vartheta}{273}} = e^{\frac{\Theta - 273}{273}} = e^{\frac{\Theta}{273} - 1} = \frac{e^{\frac{\Theta}{273}}}{e}.$$

Demnach:

$$p^{0,6586} \cdot t \cdot e^{\frac{\Theta}{273}} = e \cdot K = C.$$

Es ist verlockend, für den Exponenten von p den Wert $0{,}666\ldots = {}^2/_3$ zu setzen; die Gleichung würde dann lauten:

$$\sqrt[3]{p^2} \cdot t \cdot e^{\frac{\Theta}{273}} = C.$$

Ich habe die so modifizierte Gleichung an den Beobachtungen für Äthylazetat geprüft und sie zulässig gefunden. Es scheint demnach, daß die turbulente Strömung I für alle Flüssigkeiten einem universellen Gesetz gehorcht, das an die Stelle des bei langsam strömenden Flüssigkeiten ebenfalls allgemein geltenden Poiseuilleschen Gesetzes tritt.

Während aber im Poiseuilleschen Gesetz

1) Auf diese Beziehung hat mich Herr Prof. Mie-Greifswald freundlichst aufmerksam gemacht.

die Viskosität der Flüssigkeit eine Funktion der Temperatur ist, die von der speziellen Natur der Flüssigkeit mitbedingt wird, ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit der Turbulenz I mit der Temperatur nach einem universellen Gesetz. Da die Konstante C nunmehr frei von der Temperaturbeeinflussung ist, so darf man wohl hoffen, daß man sie in eine gesetzmäßige Beziehung zum Molekulargewicht der durchströmenden Flüssigkeiten wird bringen können. Ich bin augenblicklich mit einer solchen Arbeit beschäftigt; es will scheinen, als ob man C gleich dem Ausdrucke $a\sqrt{M}$ setzen kann, in welchem M das Molekulargewicht der Flüssigkeit ausdrückt und a eine Größe ist, die vom Volumen der durchgedrückten Flüssigkeit und den Dimensionen des Kapillarrohres bedingt wird. Die Aufhellung dieser Beziehungen möchte ich mir ausdrücklich vorbehalten.

Für die Diskontinuitätskurven hatten sich die folgenden Gleichungen ergeben:

$$\text{Azeton: } t = \frac{37{,}2}{\sqrt{p}},$$

$$\text{Äthylazetat: } t = \frac{39{,}16}{\sqrt{p}},$$

$$\text{Chloroform: } t = \frac{50{,}3}{\sqrt{p}}.$$

Zwischen den drei Konstanten und den Dichten der drei Flüssigkeiten besteht die Beziehung

$$\log C = 1{,}6140 + 0{,}49495 \cdot \log D.$$

Für 0,49495 kann man den Wert 0,5 setzen; der zugehörige A-Wert ist dann gleich 1,6136. Daraus folgt die Gleichung:

$$C = 41{,}1 \cdot \sqrt{D}.$$

Die Übereinstimmung zwischen den gefundenen und berechneten Werten ist befriedigend:

Substanz	C beob.	C ber.	Diff.
Azeton	37,2	37,2	0,0
Azetat	39,15	39,2	— 0,05
Chloroform	50,3	50,3	0,0

Demnach lautet die allgemeine Gleichung für sämtliche Diskontinuitätspunkte der bisher untersuchten Flüssigkeiten:

$$t = 41{,}1 \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{p}}.$$

Die Konstante in dieser überaus einfachen Beziehung wird nur bedingt durch Volumen und Kapillardimensionen. Eine Untersuchung über die Einflüsse dieser Faktoren ist augenblicklich in meinem Laboratorium im Gange.

Vergleicht man die für Turbulenz III gefundenen Gleichungen:

Amylen:	$p^{0{,}4689} \cdot t = 30{,}6$[1]),
Azeton:	$p^{0{,}4377} \cdot t = 27{,}1$,
	$p^{0{,}4617} \cdot t = 32{,}25$,
Äthylazetat:	$p^{0{,}4627} \cdot t = 33{,}3$,
Chloroform:	$p^{0{,}4384} \cdot t = 42{,}1$

miteinander, so sieht man, daß die Exponenten von p sehr von zufälligen Beobachtungsfehlern abhängen; denn für dieselbe Substanz, das Azeton, wurden beim Arbeiten mit zwei verschiedenen Volumen unter sonst gleichen Bedingungen die Werte 0,4377 und 0,4617 gefunden, während p für beide Reihen einen konstanten Exponenten haben müßte. Die große Differenz von fast 0,03 im Exponenten legte nahe, zu versuchen, ob man nicht mit der Abkürzung 0,5 als Exponenten die Beobachtungen hinreichend genau wiedergeben könne.

Eine Neuberechnung mit 0,5 als konstanten Wert für B lieferte die folgenden Werte für A:

Amylen:

$A_{3^0} = -1{,}4205$		
$A_{12^0} = -1{,}4119$	Mittel:	
$A_{20^0} = -1{,}4145$	$-1{,}4153$	
$A_{30^0} = -1{,}4143$		

Gleichung: $t = \frac{26{,}0}{\sqrt{p}}$

und für das große Volumen:

$$t = \frac{30{,}9}{\sqrt{p}}$$

Azeton:

$A_{3^0} = -1{,}5188$		
$A_{10^0} = -1{,}5172$	Mittel:	
$A_{15^0} = -1{,}5163$	$-1{,}5175$	
$A_{20^0} = -1{,}5179$		

Gleichung: $t = \frac{32{,}9}{\sqrt{p}}$

Äthylazetat:

$A_{7^0} = -1{,}5333$		
$A_{12^0} = -1{,}5327$		
$A_{17^0} = -1{,}5328$		
$A_{20^0} = -1{,}5344$	Mittel:	
$A_{25^0} = -1{,}5346$	$-1{,}5356$	
$A_{30^0} = -1{,}5368$		
$A_{35^0} = -1{,}5407$		
$A_{40^0} = -1{,}5395$		

Gleichung: $t = \frac{34{,}3}{\sqrt{p}}$

1) Für das große Volumen interpolierte Gleichung.

Chloroform: $A_{15^0} = -1{,}6462$ | Mittel: $A_{20^0} = -1{,}6473$ | $-1{,}6468$

Gleichung: $t = \frac{44{,}3}{\sqrt{p}}$.

Die Konstanten dieser Gleichungen lassen sich ausdrücken[1]) durch die Beziehung:

$$\log C = -1{,}557 + 0{,}5 \log D,$$

worin D die Dichte bedeutet.

C ist dann gleich $36{,}05 \cdot \sqrt{D}$, und die allgemeine Gleichung für das Strömen von Flüssigkeiten in der Turbulenz III wird dann zu:

$$t = 36{,}05 \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{p}}.$$

Aus ihr ergeben sich für die drei Flüssigkeiten die speziellen Gleichungen:

Azeton: $t = \frac{32{,}65}{\sqrt{p}}$ statt $\frac{32{,}9}{\sqrt{p}}$,

Azetat: $t = \frac{34{,}6}{\sqrt{p}}$ statt $\frac{34{,}3}{\sqrt{p}}$,

Chloroform: $t = \frac{44{,}3}{\sqrt{p}}$ (unverändert).

Die Zulässigkeit dieser Formeln wurde am Beobachtungsmaterial geprüft. Als Beispiel wurde die Beobachtungsreihe am Äthylazetat bei 40° gewählt, da sich dort die Turbulenz III über ein Druckintervall von 2,7—0,9 kg pro cm² erstreckt. Die Übereinstimmung ist leidlich:

$t_{beob.}$	$t_{ber.}$	Diff.	$t_{beob.}$	t_{ber}	Diff.
21,4	21,0	+ 0,4	26,0	26,0	0,0
21,5	21,2	+ 0,3	26,0	26,4	— 0,4
21,8	21,7	+ 0,1	27,2	26,8	+ 0,4
22,3	21,9	+ 0,4	27,6	27,2	+ 0,4
22,7	22,2	+ 0,5	27,8	27,7	+ 0,1
22,2	22,4	— 0,2	27,7	28,1	— 0,4
22,6	22,5	+ 0,1	28,3	28,5	— 0,2
23,1	23,0	+ 0,1	28,5	29,4	— 0,9
23,8	23,4	+ 0,4	29,4	29,8	— 0,4
24,1	23,9	+ 0,2	30,6	30,3	+ 0,3
24,6	24,2	+ 0,2	31,2	31,3	— 0,1
24,45	24,8	— 0,35	32,5	32,3	+ 0,2
25,4	25,3	+ 0,1	33,3	33,0	+ 0,3
25,55	25,7	— 0,15	36,6	36,0	+ 0,6

Mittlerer Fehler: ± 0,34 Sekunden.

1) Da es sich bei den Amylen um ein Präparat gehandelt hat, das ich nicht selber von einer einwandfreien Firma bezogen habe, und das auf seine Reinheit zu prüfen ich verabsäumt habe, so scheidet es für diese Betrachtung aus.

Man kann also in der Tat die Formel

$$t = C \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{p}}$$

mit $C = 36{,}1$ für die Turbulenz III aufstellen.

Dieses Gesetz entspricht offenbar[1]) genau dem Fall des Ausströmens aus einer engen Öffnung ohne bemerkbare Reibung. Bezeichnen wir mit u die Geschwindigkeit, mit der die Flüssigkeit durch die Kapillare hindurch schießt, mit q den Querschnitt des Flüssigkeitsfadens, mit V das während der Zeit t hindurchgegangene Flüssigkeitsvolumen, so ist:

$$\frac{V}{t} = q \cdot u,$$

$$p = \frac{1}{2} D \cdot u^2 - \frac{1}{2} \cdot \frac{V^2}{q^2} \cdot \frac{D}{t^2},$$

also:

$$t = \frac{V}{\sqrt{2} \cdot q} \cdot \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{q}} = C \cdot \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{p}}; \quad C = \frac{V}{q\sqrt{2}}.$$

In diese Formel ist V in ccm, q in qcm, p in Dynen/qcm einzusetzen. Rechnen wir aber p in kg/qcm, so ist:

$$C = \frac{V}{q \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot 1000}} = 0{,}000714 \frac{V}{q}.$$

Für Buenos Aires ist $g = 980$.

Da das Volumen zu 47,2 ccm bestimmt worden war, so haben wir:

$$36{,}1 = \frac{0{,}000714 \cdot 47{,}2}{q}.$$

Aus ihr ergibt sich der Querschnitt des Flüssigkeitsfadens zu $q = 0{,}000934$. Nehmen wir an, daß dieser Querschnitt kreisförmig ist, so entspricht ihm ein Radius $r = 0{,}1724$ mm. Der Radius der Kapillare ist etwas größer, er beträgt 0,2115 mm.

Diese Resultate ergeben das folgende Bild für die Flüssigkeitsbewegung in der Kapillare bei sehr großen Geschwindigkeiten (Gebiet III): Ein Flüssigkeitsfaden vom Radius 0,1724 mm, der also den größten Teil des Röhrenquerschnittes ausfüllt, schießt wie ein fester Stab ohne Reibung hindurch, die Flüssigkeit dicht an der Wand steht völlig still. Zwischen der stillstehenden und der bewegten Flüssigkeit, im Abstande 0,039 mm von der Wand, bildet sich eine glatte zylindrische Gleitfläche (Diskontinuitätsfläche) aus.

Bei kleineren Geschwindigkeiten wird da-

1) Die hier entwickelte Auffassung verdanke ich einer privaten Mitteilung von Herrn Prof. Mie-Greifswald.

gegen die Diskontinuität in turbulente Wirbel aufgelöst (Gebiet I). Die Turbulenz hört bei einer ganz bestimmten Geschwindigkeit, die durch die Unstetigkeit der von mir aufgenommenen Kurven scharf charakterisiert ist, plötzlich fast vollständig auf, und es entsteht nun die beschriebene glatte Bewegung des Flüssigkeitsfadens. Zuerst treten allerdings noch vereinzelte Turbulenzwirkungen hinzu, die zur Folge haben, daß die Geschwindigkeit etwas unter dem theoretischen Wert bleibt (Gebiet II). Bei wachsender Geschwindigkeit verlieren sich auch diese Störungen mehr und mehr, und der Flüssigkeitsfaden fliegt nunmehr fast ohne Reibung durch die Kapillare (Gebiet III).

Chemische Abteilung am Instituto Nacional del Profesorado Buenos Aires. 12. Juni 1912.

(Eingegangen 2. Juli 1912.)

Luftelektrische Beobachtungen in Argentinien. V. Frühling, Sommer, März und April[1].

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Georg Berndt.

In Fortsetzung der Beobachtungen vom Mai bis August 1911[2]) teile ich nachstehend die Ergebnisse der acht noch fehlenden Monate (September 1911 bis April 1912) des Beobachtungsjahrs mit. Tabelle I enthält wieder die Monatsmittel sämtlicher, Tabelle II die der normalen Tage allein (die geraden Zeilen der Tabelle I enthalten die meteorologischen Durchschnittswerte).

Der September war ein kühler Monat mit starker Bewölkung und viel Niederschlägen (11 Regentagen [= RT] anstatt 5; an vier Tagen fielen allerdings nur wenige Tropfen Regen); dazu kommen noch 2 Tage mit Nebel und 7 mit Dunst[3]), so daß nur 4 normale Tage blieben. Der Barometerstand war etwas größer, als dem Durchschnitt entsprach. Trotz dieser ungünstigen Witterung ist die Ionisierung größer als im August, infolge des Anwachsens der Temperatur und der Abnahme der Luftfeuchtigkeit.

Die erste Hälfte des Oktober war eine ausgezeichnete Schönwetter-Periode; es blieb zwar kühl, aber bei fast ständig heiterem Himmel und geringer Feuchtigkeit (und zugleich hohem b); in dieser Zeit treten nur 3 Regentage auf. Im Gegensatz dazu hatte die zweite Hälfte niedrigen Barometerstand, war warm und feucht bei reichlichen Niederschlägen (8 RT). Im ganzen ist b etwas größer, t etwas kleiner, als dem Durchschnitt entspricht, während die Zahl der RT mit 11 (darunter 4 mit Gewitter) den Durchschnitt von 6 erheblich überschreitet; die Zahl der Tage mit Nebel (0) und Dunst (3) ist wesentlich geringer als im September; es blieben 16 normale Tage. — Die Schönwetter-Periode begünstigte durch die starke Insolation und die gute Durchlässigkeit des Bodens die Boden-

Tabelle I.

Monatsmittel sämtlicher Tage.

Monat	E_+	E_-	U	n_+	n_-	S	u	Q	F	b	t	f	B	T	St	Bemerkungen
September	0,326	0,298	0,028	668	609	1277	59	1,18	196	765,2	11,7	75,5	$^5/_8$	1—2	2—3	11 Regentage
										762,0	13,4	78,7	$^4/_8$			5,0 „
Oktober .	0,372	0,344	0,028	762	704	1466	58	1,15	86	765,2	15,3	73,5	$^4/_8$	1	2—3	11 „
										760,2	16,4	76,2	$^4/_8$			6,0 „
November	0,327	0,307	0,020	668	628	1296	40	1,16	138	760,0	20,3	69,0	$^4/_8$	1	2	14 „
										758,5	19,9	72,3	$^4/_8$			6,0 „
Dezember	0,339	0,327	0,012	694	667	1361	27	1,08	111	758,0	21,9	71,6	$^5/_8$	0—1	2—3	14 „
										756,6	22,4	72,5	$^3/_8$			5,9 „
Januar . .	0,351	0,338	0,013	723	691	1414	32	1,10	101	758,2	24,9	69,6	$3^5/_8$	1	2	8 „
										756,9	23,7	72,7	$^3/_8$			4,8 „
Februar .	0,362	0,337	0,025	741	690	1431	51	1,14	30	757,4	24,2	69,3	$2^5/_8$	1	2	7 „
										757,8	23,1	74,4	$3^4/_8$			5,6 „
März . . .	0,314	0,285	0,029	642	583	1225	59	1,14	34	760,2	21,9	73,3	$^4/_8$	1	2	12 „
										758,6	21,0	79,4	$3^4/_8$			4,9 „
April . . .	0,322	0,296	0,026	659	605	1264	54	1,15	142	763,1	16,8	74,8	$4^5/_8$	1	2	7 „
										760,4	16,7	81,7	$^3/_8$			4,3 „
Jahr. . . .	0,318	0,297	0,021	651	607	1258	44	1,14	119	762,3	16,5	75,6	$^4/_8$	1	2	113 „
										759,7	16,8	78,8	$^4/_8$			59,2 „

1) IV.: diese Zeitschr. **13**, 775, 1912. 2) I.: diese Zeitschr. **12**, 1125, 1911; II.: diese Zeitschr. **13**, 151, 1912.
3) Die angegebenen Zahlen für Tage mit Nebel und Dunst beziehen sich nur auf solche, an denen nicht gleichzeitig Niederschläge erfolgten.

Tabelle II.

Monatsmittel der normalen Tage.

Monat	$E+$	$E-$	U	n	$n-$	S	u,	Q	F_1	F_2
September . . .	0,302	0,273	0,029	618	557	1175	61	1,23	165	165
Oktober	0,424	0,379	0,045	868	775	1643	93	1,19	116	153
November . . .	0,352	0,367	—0,015	714	748	1462	—34	1,04	147	146
Dezember . . .	0,366	0,344	0,022	750	703	1453	47	1,08	102	109
Januar	0,352	0,329	0,023	721	674	1395	47	1,10	96	96
Februar	0,359	0,350	0,009	736	716	1452	20	1,05	57	96
März	0,321	0,293	0,028	657	601	1258	56	1,12	59	96
April	0,322	0,300	0,022	659	613	1272	46	1,15	138	137
Jahr	0,336	0,316	0,020	689	647	1336	42	1,12	126	136

atmung und bewirkte dadurch große Ionisation. So erklärt es sich, daß der Oktober das größte Monatsmittel der Ionisierung aufweist.

Am 27. Oktober begann eine ausgedehnte Regenzeit, die sich bis zum 21. Januar erstreckte. — Im Oktober wurde zum erstenmal an 5 luftelektrisch normalen Tagen negatives Potentialgefälle (F) beobachtet, eine Erscheinung, die dann in allen Monaten mit Ausnahme des Januar wiederkehrte. Diese Umkehrung des Vorzeichens von F an normalen Tagen wurde meines Wissens in Europa nicht beobachtet, wohl aber in sandigen trockenen Gegenden, wie z. B. der ägyptischen Wüste[1]). In der Tat tritt sie auch hier nur auf, wenn der Wind an trockenen Tagen den Sand und Staub vor sich hertreibt[2]). Auf den Ionengehalt bleibt es ohne großen Einfluß, ob man bei der Mittelbildung diese Tage ausschließt oder nicht. Wohl aber werden die Werte von F bei ihrer Berücksichtigung verringert. Aus diesem Grunde findet sich in Tabelle II neben dem Mittel F_1 aus sämtlichen normalen Tagen auch der Mittelwert F_2 bei Ausschluß der Tage mit negativem Gefälle.

Der November steht völlig unter dem Einfluß der Regenperiode (14 RT anstatt 6, davon 7 mit Gewitter), trotzdem blieb die Feuchtigkeit etwas unter dem Durchschnitt. Die Zahl der Tage mit Dunst betrug 3, die der normalen 9. Durch die reichlichen Niederschläge erklärt es sich, daß trotz des Anwachsens der Temperatur die Ionisation kleiner und F größer blieb als im Oktober. Der Staub bewirkte nur an 3 Tagen negatives F, da er durch den Regen stärker gebunden wurde.

Auch der Dezember steht noch völlig unter dem Einfluß der Regenperiode (14 RT anstatt 6, davon 3 mit Gewitter); damit verband sich starke Bewölkung, so daß die Temperatur etwas unter dem Durchschnitt blieb. Im Vergleich zum vorhergehenden Monat bewirkt die höhere Temperatur ein Anwachsen der Ionisierung und eine Abnahme von F, ohne daß E jedoch die Oktoberwerte wieder erreicht. 12 Tage waren luftelektrisch normal, darunter war einer mit negativem F.

Am 21. Januar endete, wie schon gesagt, die lange Regenperiode, und es wurden in diesem Monat nur noch 8 RT beobachtet, darunter 6 mit Gewitter; im ganzen kann man den Januar als sehr warm bezeichnen. Normal waren 17 Tage, negatives Gefälle wurde an keinem dieser beobachtet. Die Ionisation hat sich im Vergleich zum Dezember nicht wesentlich geändert, da wegen des vielen vorangegangenen Regens die Durchlässigkeit des Bodens gering war.

Der Februar war ein typischer Sommermonat, hohe Temperatur (fast 1° über dem Durchschnitt) bei geringer Bewölkung. Die Zahl der RT überschritt mit 7 den Durchschnitt von 5,6 nicht wesentlich; dazu traten 2 Tage mit Nebel, während 18 normal waren. In der ersten Hälfte war die Luft sehr trocken (das Hygrometer sank bis auf 26 Proz.), in der zweiten dagegen ziemlich feucht. Deshalb trat gerade in der ersten Hälfte die Erscheinung der durch den Staub verursachten Umkehrung des Vorzeichens von F auf (an 8 Tagen). Die Staubladung war so groß, daß eines Mittags ein Gefälle von — 2950 Volt/m beobachtet wurde. Wegen des guten Wetters wuchs die Ionisation trotz der Abnahme von t noch an und erreichte (bei sämtlichen Tagen) fast die Oktoberwerte.

Der März begann mit schönem Wetter und war bis zum 7. heiß und trocken bei klarem Himmel; ein Pampero (Gewittersturm aus Süd) am Abend des 7. bewirkte Abkühlung, starke Bewölkung und viel Niederschläge (bei hohem f). Vom 16. ab wuchs die Temperatur wieder stark an, doch blieb es feucht. Der Rest des Monats zeichnete sich durch starke anhaltende Gewitter mit reichlichen Niederschlägen aus. Im ganzen war der März anomal (b und t zu groß, f zu klein); ferner war die Zahl der RT reichlich groß (12 statt 4,9, davon 3 mit Ge-

1) F. Exner, Wien. Ber. **108**, 371, 1899.

2) Daß der Staub negativ geladen war, wurde durch besondere Versuche bestätigt.

witter); dazu kamen noch 2 Tage mit Nebel und 6 mit Dunst. 15 Tage waren luftelektrisch normal; an 5 von diesen wurde negatives Gefälle beobachtet. Infolge des schlechten Wetters war die Ionisierung gering.

Im April hielt das schlechte Wetter zunächst noch an; dann folgte aber vom 8. bis 19. schönes Wetter: trocken, wechselnde Bewölkung bei niedrigem t. Der Rest des Monats hatte wechselndes Wetter. Abgesehen von der geringen Feuchtigkeit entspricht dieser Monat etwa dem Durchschnitt. Die Zahl der Regentage betrug 7 (statt 4,3), davon 4 mit Gewitter; dazu kamen 3 Tage mit Nebel und 4 mit Dunst. 17 Tage sind als normal zu bezeichnen. Der Einfluß des Staubes auf F wurde nur an einem Tage konstatiert. Infolge des günstigeren Wetters hat sich trotz der Abnahme von t die Ionisierung nicht wesentlich geändert gegenüber den Werten vom März, ist eher etwas gewachsen.

In den letzten Zeilen der Tabellen I und II sind die Jahresmittel angegeben. Abgesehen von der großen Zahl der Regentage, die das Doppelte des durchschnittlichen Wertes erreicht, entspricht das Beobachtungsjahr in meteorologischer Hinsicht etwa dem Durchschnitt. Die große Zahl der Regentage hat aber sicherlich den Wert der Ionisierung herabgedrückt, wie auch daraus folgt, daß das Mittel aus den normalen Tagen allein etwas größer ist als das sämtlicher Tage. Wählen wir jenes (und das von F_2), so ist

im Jahresmittel für Buenos Aires

die Ionisierung

$$E_+ = 0{,}336, \quad E_- = 0{,}316,$$
$$U = E_+ - E_- = 0{,}020,$$

die Ionenzahl pro cm³

$$n_+ = 689, \quad n_- = 647, \quad S = n_+ + n_- = 1336,$$
$$u = n_+ - n_- = 42,$$
$$Q = E_+/E_- = n_+/n_- = 1{,}07,$$

und das Potentialgefälle

$$F = 133 \text{ Volt/m}$$

(das Elementarquantum E ist angenommen zu $4{,}89 \cdot 10^{-10}$).

Jährliche Periode. Verfolgen wir den Verlauf der Monatsmittel aus sämtlichen Tagen, so finden wir

das Maximum der Ionisierung im Oktober (also im Frühling),

das Minimum von E_+ in Mai, das von E_- und S im Juli (also im Winter).

F hat sein Maximum im September (Frühling), sein Minimum im Februar (Sommer).

Da aber anzunehmen ist, daß die Wetterlage der einzelnen Monate von großem Einfluß auf die Werte von E und F ist, haben wir in Tabelle III die nach der Formel $(a + 2b + c)/4$ ausgeglichenen Monatsmittel zusammengestellt.

Tabelle III.

Ausgeglichene Monatsmittel sämtlicher Tage.

Monat	E_+	E_-	U	n_+	n_-	S	u	Q	Q'	F
Mai	0,282	0,262	0,020	576	536	1112	40	1,13	1,08	**160**
Juni	0,278	0,257	0,021	569	525	1094	44	1,15	1,08	154
Juli	*0,276*	*0,256*	0,020	*565*	*523*	*1088*	42	**1,16**	1,08	139
August	0,291	0,272	*0,019*	595	556	1151	*39*	**1,16**	1,07	145
September . . .	0,329	0,304	0,025	673	621	1294	52	**1,16**	1,08	149
Oktober	0,349	0,323	**0,026**	714	660	1374	**54**	**1,16**	1,08	126
November . . .	0,341	0,321	0,020	697	656	1353	41	1,14	*1,06*	118
Dezember . . .	0,339	0,325	*0,014*	694	665	1359	*29*	*1,11*	*1,04*	115
Januar	**0,351**	**0,335**	0,016	**718**	**675**	**1393**	43	*1,11*	1,05	86
Februar	0,347	0,324	0,023	710	663	1373	47	1,13	1,07	*49*
März	0,328	0,301	**0,027**	671	615	1296	**56**	1,14	**1,09**	60
April	0,302	0,279	0,023	617	570	1187	47	1,14	1,08	124

Es ergibt sich für die Ionisierung und das Potentialgefälle eine einfache jährliche Periode, und zwar hat

E sein Maximum im Januar (Sommer), Minimum im Juli (Winter) und

F sein Minimum im Februar (Sommer), Maximum im Mai (Herbst), also etwa entsprechend zur selben Zeit.

Für die Unipolarität U und Q' (Q' ist der Quotient der Mittelwerte) resultiert eine doppelte tägliche Periode mit dem Hauptmaximum im März (Herbst), sekundäres Minimum im Juli (Winter), sekundäres Maximum im Oktober (Frühling) und Hauptminimum im Dezember (Sommer).

In bezug auf Q kann man nur sagen, daß es große Werte im Winter und Frühling und kleine im Sommer besitzt.

Stellen wir in Tabelle IV die Mittelwerte für die einzelnen Jahreszeiten zusammen, so ergibt sich das Maximum von E im Sommer, das Minimum im Winter (was unsere Annahme über den Einfluß des Wetters auf die Lage der Maxima und Minima bei den nicht ausgeglichenen

Tabelle IV.

Mittel der Jahreszeiten aus sämtlichen Tagen.

	$E+$	$E-$	U	$n+$	$n-$	S	u	Q	Q'	F
Frühling	0,341	0,312	0,029	697	638	1335	59	1,17	1,10	140
Sommer	0,351	0,334	*0,017*	717	683	1400	*34*	*1,09*	*1,06*	*82*
Herbst	0,295	0,269	0,026	603	550	1153	53	1,13	1,10	117
Winter	*0,283*	*0,263*	0,020	*579*	*538*	*1117*	41	1,16	1,08	137
Jahr	0,318	0,297	0,021	651	607	1258	44	1,14	1,07	119

Tabelle V.

Mittel der Jahreszeiten aus den normalen Tagen.

	$E+$	$E-$	U	$n+$	$n-$	S	u	Q	Q'	F_1	F_2
Frühling . . .	0,359	0,340	0,019	733	693	1426	40	1,15	1,06	143	155
Sommer . . .	0,359	0,341	*0,018*	736	698	1434	*38*	*1,08*	*1,05*	*85*	*100*
Herbst	*0,308*	*0,285*	0,023	*630*	*583*	*1213*	47	1,12	1,08	117	129
Winter	0,313	0,298	0,020	651	613	1264	38	1,13	1,07	159	159
Jahr	0,336	0,316	0,020	689	647	1336	42	1,12	1,06	126	136

Werten bestätigt). Die Frühlingswerte nähern sich den Sommer-, die Herbst- den Winterwerten. F hat sein Minimum im Sommer und das Maximum im Frühling, das sich allerdings nicht wesentlich von dem Winterwert unterscheidet. Auch aus Tabelle IV würde für U und Q' eine doppelte Periode folgen, mit dem Unterschied, daß gegenüber der obigen Angabe Haupt- und sekundäres Maximum ihre Lage vertauscht haben.

Betrachten wir jetzt die normalen Tage allein, so ergibt sich keine ausgesprochene jährliche Periode.

E hat das Maximum im Oktober (Frühling), Minimum im Mai (Herbst),

F_1 hat das Minimum im Februar (Sommer), Maximum im Juli (Winter),

F_2 hat Minima im Januar, Februar, März, Maximum im Juli.

Auch die ausgeglichenen Werte ergeben keine hiervon wesentlich abweichenden Resultate.

Bei der Anordnung nach Jahreszeiten (Tabelle V) fällt das Maximum von E in den Sommer, das Minimum in den Herbst, das Minimum von F_1 und F_2 in den Sommer, ihr Maximum in den Winter. Gegenüber der Tabelle IV fällt auf, daß sich die einzelnen Werte von E einander mehr genähert haben.

Berücksichtigen wir, daß in einzelnen Monaten die Zahl der normalen Tage sehr gering ist, so daß das Gesetz der großen Zahlen auf sie nicht recht anwendbar ist, so können wir sagen, daß

die Ionisierung eine einfache jährliche Periode mit einem Maximum im Sommer und einem Minimum im Winter hat, während F den umgekehrten Verlauf zeigt,

daß ferner die Unipolarität eine doppelte jährliche Periode besitzt, mit Maximum im Frühling und Herbst und Minimum im Sommer und Winter.

Die Amplitude der jährlichen Schwankung beträgt bei

sämtlichen Tagen für E 37 Proz., für F 140 Proz.,
normalen Tagen für E 40 Proz., für F_1 93 Proz.,
für F_2 57 Proz.

des Mittelwertes.

Tägliche Periode. Der tägliche Verlauf ergibt sich aus den Tabellen VI und VII. Das Tagesmaximum der Ionisation fällt stets auf die Mittagsbeobachtung, seine Werte variieren im Laufe des Jahres nur wenig. Das Minimum fällt mit Ausnahme des Winters auf den Abend; auch die Abendwerte schwanken nur wenig im Laufe des Jahres. Die Morgenwerte erleiden dagegen größere Veränderungen, veranlaßt durch die verschiedene Dauer der Insolation von Sonnenaufgang bis zum Beginn der Beobachtungen (8 a. m.). F hat sein Minimum mittags.

Im Jahresmittel ist die Amplitude der täglichen Schwankung

bei sämtlichen Tagen für E 62 Proz., für F 51 Proz.,
bei den normalen Tagen für E 68 Proz., für F_1 48 Proz., für F_2 35 Proz.

des Mittelwertes.

Bezüglich der meteorologischen Einflüsse haben sich aus den Mitteln sämtlicher Beobachtungen und auch aus den der normalen Tage allein die folgenden Gesetzmäßigkeiten ergeben:

1. Mit wachsendem Barometerstand nimmt E ab und wächst F.

Tabelle VI.

Täglicher Verlauf; sämtliche Tage.

		$E+$	$-E-$	U	$n+$	$n-$	S	u	Q	Q'	F
Frühling	Mo	0,328	0,301	0,027	671	617	1224	54	1,20	1,09	160
	Mi	0,451	0,437	*0,014*	923	894	1817	*29*	*1,06*	*1,03*	*106*
	Ab	*0,245*	*0,209*	0,036	*501*	*427*	*928*	74	1,24	1,18	151
Sommer	Mo	0,361	0,346	*0,015*	739	708	1447	*31*	*1,09*	*1,04*	90
	Mi	0,448	0,427	0,021	916	874	1790	42	1,12	1,05	*27*
	Ab	*0,247*	*0,226*	0 021	*505*	*463*	*968*	42	1,12	1,09	125
Herbst	Mo	0,248	0,228	0,020	510	468	978	42	1,14	1,09	118
	Mi	0,397	0,384	*0,013*	812	785	1597	*27*	*1,04*	*1,04*	*88*
	Ab	*0,242*	*0,206*	0,036	*494*	*422*	*916*	72	1,18	1,17	127
Winter	Mo	*0,198*	0,184	0,014	*405*	*377*	*782*	28	1,20	1,08	177
	Mi	0,414	0,387	0,027	847	792	1639	55	1,15	1,07	*88*
	Ab	0,236	0,225	*0,011*	483	460	943	23	*1,10*	*1,05*	154
Jahr	Mo	0,284	0,265	0,019	581	542	1123	39	1,16	1,07	136
	Mi	0,427	0,409	*0,018*	875	836	1711	*39*	1,07	*1,05*	*78*
	Ab	*0,242*	*0,216*	0,026	*496*	442	*938*	54	1,16	1,12	139

Tabelle VII.

Täglicher Verlauf; normale Tage.

		$E+$	$E-$	U	$n+$	$n-$	S	u	Q	Q'	F_1	F_2
Frühling	Mo	0,351	0,339	*0,012*	718	696	1414	*22*	1,25	*1,04*	182	193
	Mi	0,484	0,463	0,021	990	948	1938	42	*1,04*	1,05	*91*	*123*
	Ab	*0,257*	*0,210*	0 027	*486*	*431*	*917*	55	1,16	1,13	148	159
Sommer	Mo	0,380	0,373	*0,007*	777	762	1539	*15*	*1,04*	*1,02*	93	109
	Mi	0,451	0,417	0 034	921	852	1773	69	1,09	1,08	*53*	*78*
	Ab	*0,247*	*0,230*	0,017	*507*	*470*	*977*	37	1,11	1,08	106	117
Herbst	Mo	0,257	0,239	0,018	526	490	1016	36	1,13	1,08	126	140
	Mi	0,432	0,415	*0,017*	885	849	1734	*36*	*1,05*	*1,04*	*77*	*105*
	Ab	*0,234*	*0,200*	0 034	*480*	*410*	*890*	70	1,19	1,17	139	139
Winter	Mo	*0,224*	*0,206*	0,018	*459*	*421*	*880*	38	1,23	1,08	172	172
	Mi	0,488	0,459	0,029	999	940	1939	59	1,10	1,06	*117*	*117*
	Ab	0,240	0,232	0,008	492	476	968	*16*	*1,07*	1,04	182	182
Jahr	Mo	0,303	0,289	*0,014*	620	592	1212	*28*	1,16	*1,05*	143	154
	Mi	0,464	0,439	0 025	949	897	1846	52	*1,07*	1,06	*84*	*107*
	Ab	0,240	*0,218*	0,022	*491*	*447*	*936*	44	1,13	1 10	145	149

2. E ist größer und F, U und Q kleiner bei fallendem als bei steigendem Barometer.

3. Mit steigender Temperatur wächst E und werden F, U und Q kleiner.

4. Mit wachsender relativer Feuchtigkeit nimmt E ab und steigen U und Q; F wächst zunächst (bis $f = 70$ Proz.), um dann wieder abzunehmen.

5. Zur Größe der Bewölkung ergibt sich keine ausgesprochene Beziehung.

6. Bei guter Transparenz haben E große, F und Q kleine Werte.

7. F und Q besitzen große Werte bei südlichen Winden; auf E ergibt sich kein ausgesprochener Einfluß der Windrichtung.

8. Mit zunehmender Windgeschwindigkeit wächst E und nehmen F und Q ab.

9. E verläuft im allgemeinen umgekehrt, Q parallel zu F.

Am ausgesprochensten sind die Einflüsse des Barometerganges der relativen Feuchtigkeit der Transparenz und der Windstärke auf die Ionisierung und (mit Ausnahme von f) auch auf das Potentialgefälle.

10. Im Jahresmittel kompensiert sich der Einfluß von Gewittern auf E, F und Q nahezu. Bei den Regentagen resultiert dagegen ein verringernder Einfluß auf E, und ein vergrößernder auf F und Q. Im ganzen erhält man bei der Berücksichtigung auch der Tage mit Niederschlägen (gleichgültig ob mit oder ohne Gewitter) für E und F etwas kleinere Werte als bei den normalen Tagen allein.

Negatives Gefälle wurde bei 1098 Beobachtungen 78mal beobachtet (24mal bei Gewitter, 20mal bei Regen, 34mal bei Staub); 5mal wurde ferner schnell wechselndes positives und negatives Zeichen beobachtet (3mal bei Gewitter, 2mal bei Regen).

Nachfolgend noch eine Zusammenstellung der beobachteten Extremwerte:

Größte Werte.

$E+ = 1{,}043$, $n = 2138$ am 1. I., 2 p. m.,
$E- = 0{,}860$, $n = 1761$ am 30. XII., 2 p. m.,
$S = 3544$ am 2. X., 2 p. m.,
$U = 0{,}694$, $u = 1418$ am 7. II., 2 p. m. (Gewitter und Regen),

Q = 5,62 am 7. II., 2 p.m. (Gewitter und Regen),
F = 2600 am 21. XI., 8 a. m. (Regen).

Kleinste Werte.

$E_+ = 0{,}072$, $n_+ = 147$ am 26. V., 8 a. m. (dichter Nebel),
$E_- = 0{,}064$, $n_- = -120$ am 20. VII., 8 a. m. (Regen),
S = 303 am 20. VII., 8 a. m. (Regen),
$U = -0{,}697$, $u = -1431$ am 31. VII., 8 a. m. (Gewitter und Regen),
Q = 0,18 am 31. VII., 8 a. m. (Gewitter und Regen),
$F = -2950$ am 3. X., 2 p. m. (kolossaler Staub).

Die Besprechung der inzwischen angestellten Messungen der Leitfähigkeit und der Niederschlagselektrizität soll später erfolgen.

Buenos Aires, Depart. de Física del Instituto Nacional del Profesorado Secundario, Juni 1912.

(Eingegangen 6. Juli 1912.)

Zur Theorie des Michelsonschen Versuchs. II.

Von E. Budde.

Herr Laue[1]) hat meinen Aufsatz[2]) über den Michelson-Versuch angegriffen.

1. Ich habe mich mit Herrn Laue über seine Einwürfe mündlich auseinandergesetzt, und er hat mich überzeugt, daß er in einem Hauptpunkt recht hat: Wenn, wie bei dem Michelsonschen Versuch, ein Strahl sich an einer Stelle A teilt, und wenn seine beiden Teile nach der Zeit τ in B wieder zusammentreffen, so kommt es nur darauf an, wieviel Wellenlängen auf beiden Wegen der Zeit entsprechen. Man denke sich etwa die aufeinanderfolgenden „Wellenberge" durch aufeinanderfolgende Geschosse ersetzt; jedes Geschoß werde an der Stelle A in zwei gleiche Teile gespalten, die Teile durchlaufen während der Zeit τ verschiedene Wege und treffen in B wieder zusammen; es wird dabei vorausgesetzt, die Wegunterschiede seien klein gegen den Abstand zweier Geschosse. Dann kommt es für das Zusammentreffen in B nur darauf an, welche Wege die Geschoßhälften in der Zeit τ zurückgelegt haben, nicht aber darauf, in welchen Abständen die Geschosse aufeinander folgen. Dementsprechend war meine Anwendung des Dopplerschen Prinzips auf den Michelson-Versuch nicht berechtigt.

2. Wenn ich die relative Lichtgeschwindigkeit in der Luft $= c - u$ und demgemäß die relative Geschwindigkeit im Glase $= \frac{2}{3}(c - u)$ gesetzt habe, so halte ich diese Verallgemeinerung des für ruhende Körper gültigen Brechungsgesetzes nicht für unberechtigt, weil sie sich auf den bekannten Lorentzschen Satz stützt, nach welchem (unter Einrechnung der Fresnel-Fizeauschen Mitführung) die Brechungsgesetze für bewegte Körper in erster Ordnung erhalten bleiben. Man kann danach auf die scheinbare, d. h. relative Brechung in bewegten Systemen in erster Annäherung die bekannte Huygenssche Konstruktion anwenden, und diese besagt dann, daß die scheinbaren Lichtgeschwindigkeiten sich in erster Annäherung umgekehrt wie die scheinbaren Brechungskoeffizienten verhalten. Mehr als erste Annäherung habe ich im Glase nicht erstrebt.

3. Im übrigen scheint mir der Schwerpunkt der Untersuchung in der Frage zu liegen, welchen Einfluß die Breite des Lichtbündels auf die Michelsonsche Interferenzerscheinung hat. Hierauf ist noch zurückzukommen; ich möchte aber vorher das Ergebnis der Untersuchungen am Michelsonschen Apparat abwarten, mit welchen die Herren Lummer und Waetzmann gerade beschäftigt sind.

Feldafing, den 13. Juli 1912.

(Eingegangen 16. Juli 1912.)

1) M. Laue, diese Zeitschr. **13**, 501, 1912.
2) E. Budde, diese Zeitschr. **12**, 979, 1911.

ZUSAMMENFASSENDER BERICHT.

Bericht über die Jahresausstellung der französischen physikalischen Gesellschaft. (Ostern 1912.)

Jean Saphores und Otto Scheuer.

Die Ausstellung war, wie alljährlich, sehr reich beschickt, und wir wollen uns beschränken, nur jene Apparate zu beschreiben, die infolge ihrer Neuheit oder besonders gelungenen Ausführung die Leser dieser Zeitschrift interessieren können. Wir haben sie daher zur leichteren Übersicht soweit als angängig nach den Zweigen der Physik aufgezählt.

Elektrizität.

A. Meßinstrumente. Die Firma Chauvin & Arnoux hatte eine große Zahl von Apparaten ausgestellt, von denen wir anführen: 1. Ein

Megohmmeter mit elastischer Aufhängung und direkter Ablesung, das aus folgenden Teilen besteht: einem Galvanometer mit beweglichem Rahmen und elastischer Aufhängung, dank welcher es unbeschadet Stöße erleiden kann (ein Teilstrich entspricht 0,05 Mikroampere); einem Meßtisch mit je zwei Klemmen für das Galvanometer und für den äußeren Stromkreis, der die Stromquelle und den zu messenden Widerstand enthält, sowie einen Verzweiger mit Nebenschlüssen verschiedener Empfindlichkeit, die mit Hilfe einer Kurbel einzustellen sind. Ein im Innern des Apparates befindlicher fester Widerstand, der sich zu dem zu messenden addiert, gestattet den Wert jedes beliebigen, selbst des kleinsten Widerstandes zu bestimmen.

2. Ein Registrierapparat mit Zeigerablesung neuer Konstruktion erlaubt die Meßinstrumente der Firma als Registrierapparate zu verwenden. Der Zeiger des Apparates besteht aus einem langen Aluminiumröhrchen, dessen eines Ende eine Spitze bildet, die eine poröse Masse einschließt, während ein Reservoir großer Dimension das andere Ende bildet, das im Schwingungszentrum liegt und mit Hilfe einer gekrümmten Gabel in den beweglichen Teil eingreift. Die Aluminiumfeder bleibt dadurch stets im Gleichgewicht und registriert die Angaben des Instruments in nahe aneinanderliegenden Punkten auf einem rotierenden Zylinder.

3. Ein Spiegelgalvanometer hoher Empfindlichkeit. Die bewegliche Spule hängt an einem halbflachen Faden mit elastischer Feder, welche den Apparat gegen Transporterschütterungen unempfindlich macht. Die Empfindlichkeit ist bei Ablesung auf ein Meter Distanz $^3/_{1000}$ Mikroampere pro Millimeter der Skala.

4. Ein Galvanometer mit photographischer Registrierung und hoher Empfindlichkeit enthält zwei Spiegel, welche die Lichtstrahlen eines beleuchteten Spalts reflektieren, worauf das Spaltbild auf das photographische Papier fällt, das durch ein Uhrwerk bewegt wird und sich hinter einem zweiten Spalt befindet, der senkrecht zum andern liegt. Das zweite Spaltbild fällt auf eine von außen zu beobachtende Mattscheibe. Die Bewegung des Uhrwerks läßt sich für alle innerhalb 4 Minuten bis 4 Stunden gelegenen Zeiten regulieren. Die Teilung des photographischen Papiers in Funktion gleicher Stromintensitäten und Zeiten wird durch eine kleine Glühlampe erreicht, die auf dem Galvanometer sitzt und durch ein Metronom betrieben wird. Diese Anordnung läßt je nach Belieben zu allen, zwischen 16 Sekunden und 16 Minuten gelegenen Zeiten einen Strich erhalten.

5. Eine Wheatstonebrücke kleiner Form für industrielle Zwecke enthält einen aufgewickelten Widerstand, der zwei Arme der Brücke darstellt, während der dritte Ast durch eine Serie von 10, 100, 1000 und 10000 Ohm gebildet wird. Auf dem zylindrischen Rheostaten seiner Erzeugenden folgend, bewegt sich der Gleitkontakt, der mit einem Läufer mit Zeiger in Verbindung steht. Der Gleitkontakt läßt das direkt ablesbare Verhältnis der zwei aufgewickelten Arme, deren Summe konstant bleibt, zwischen 0 und ∞ variieren. Man kann damit Widerstände zwischen 0,1 und 10^6 Ohm messen.

6. Eine Kohlrauschbrücke, ebenso angeordnet wie die vorhergehende, enthält einen Rhumkorff und ein Telephon und läßt induktionsfreie oder polarisierbare Widerstände zwischen 0,1 Ohm und 20 Megohm messen.

Von den zahlreichen Apparaten J. Carpentiers wollen wir folgende nennen. 1. Einphasige Phasenmesser (Fig. 1) vom Prinzip

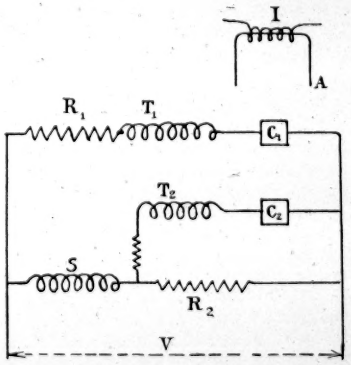


Fig. 1.

der Logometer[1]), die durch ihre Konstruktion von den Variationen des Erregerstroms unabhängig sind. Für industrielle Zwecke wird die Unabhängigkeit von der Frequenz folgendermaßen erreicht. Eine Spule C_1 ist mit einem Ohmschen Widerstand R_1 und dem Primärkreis eines kleinen Transformators T_1 mit offenem magnetischem Kreis auf Spannung geschaltet. Beide Enden dieses Stromkreises liegen an der Stromquelle V. Die andere Spule wird von zwei elektromotorischen Kräften gespeist. Eine davon wird an den Klemmen eines kleinen Ohmschen Widerstandes R_2 genommen, der mit einer hohen Selbstinduktion S auf Spannung geschaltet ist, welcher Stromkreis ebenfalls an der Stromquelle liegt. Die zweite elektromotorische Kraft wird

1) Das Prinzip dieser Apparate haben wir in dieser Zeitschr. **12**, 639, 1911 mitgeteilt.

vom Sekundärkreis T_2 des Transformators geliefert.

Die beiden elektromotorischen Kräfte sind jede um etwa 90° in Phase von der Spannung verschoben (die eine etwas mehr, die andere etwas weniger als 90°); eine ist der Frequenz direkt, die andere verkehrt proportional. Indem man sie zur Gleichheit regelt, resultiert die praktische Unabhängigkeit von der Frequenz.

2. In den mehrphasigen Phasenmessern wird mit Hilfe Ohmscher Widerstände ein künstlicher neutraler Punkt geschaffen, in welchen die beiden Spulenkreise münden. Die diesen neutralen Punkt mit der Leitung verbindenden Widerstände gestatten verschiedene Empfindlichkeiten zu erhalten. Diese Phasenmesser sind von Änderungen der Frequenz und Spannung unabhängig, denn einesteils ist dies für das Verhältnis der Ströme in den Spulen der Fall, andernteils für die Verteilung des Feldes im Luftraum.

3. Das elektrostatische Voltmeter für Hochspannung von Abraham & Villard mißt Gleich- oder Wechselstromspannungen zwischen 10^4 und $2{,}10^5$ Volt. Das Instrument enthält einen beweglichen Kugelkolben, dessen Bewegungen durch einen Multiplikator vergrößert werden. Der Kolben bildet eine Art Schutzring, der von einer großen Metallscheibe umgeben ist, welche durch einen Stöpsel und einen Draht an einen Pol der Stromquelle gelegt wird. Gegenüber dem Kolben und parallel zur Metallscheibe befindet sich eine zweite isolierte Metallscheibe in variabler Entfernung von der ersten. Diese zweite Scheibe liegt am andern Pol und übt auf den Kolben eine Anziehung aus, deren Größe Funktion der zu messenden Spannung ist. Bei dem für Spannungen über $5 \cdot 10^4$ Volt bestimmten Modell tragen zwei auf demselben Fuß montierte Glaspfeiler die Apparatbüchse und die feste Metallscheibe, und der andere Pfeiler die bewegliche Scheibe. Dieser letztere hat einen Schlittenfuß mit Fixierungsstrichen für die Einstellung auf verschiedene Empfindlichkeiten. Der Apparat ist zum leichten Transport vollkommen demontierbar.

Bei einem kleineren Modell für Spannungen von 10^4 bis 2×10^4 Volt sind die Scheiben kleiner, die Füße aus Porzellan und der ganze Apparat zu ständigen Messungen verwendet, von einem Glasbehälter gegen Staubirritation umgeben.

Ein anderes Modell (Fig. 2) hat identische Teilung für Gleich- und Wechselspannung. Die kleine Form ist für Empfindlichkeiten von 0 bis 10^4 oder bis 2×10^4 und 3×10^4, die große für 10^4 bis 2×10^5 Volt.

Von der Compagnie pour la fabrication des compteurs sind anzuführen: Ein Apparat

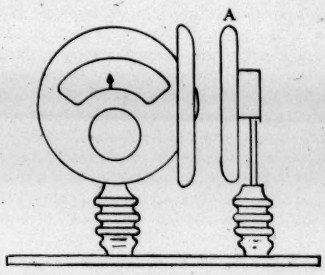


Fig. 2.

für die Eichung von Watt- und Voltmetern mit Rheostaten in Potentiometerschaltung und ein kleiner Transformator.

Ein registrierendes Galvanometer, das die Kurven in Punkten aufzeichnet. Ein spezielles Relais ermöglicht den Registrator mit mehreren Meßapparaten derart zusammenzuschalten, daß ihre Angaben zur leichten Unterscheidung in verschiedener Weise aufgezeichnet werden.

Ein Amperemeter für Hochfrequenzströme, dessen vom Meßstrom durchflossenes Shunt von zehn parallel angeordneten röhrenförmigen Leitern gebildet ist (wie im Apparat von Broca), auf denen sich die Lötstellen von Thermoelementen befinden, die mit einem Gleichstrommillivoltmeter in Verbindung sind.

Ein neues Permeameter vom Prinzip Illiovici, das den Einfluß der Verbindungen eliminiert, dient zur Messung der Permeabilität von Blechen oder prismatischen Stahlbarren. In der Fig. 3 ist der Kreis des zu messenden Sta-

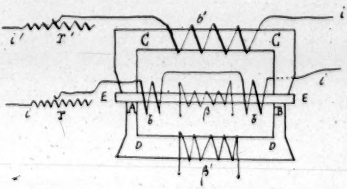


Fig. 3.

bes E durch ein Hufeisen C aus Blech geschlossen. Auf E sind aufgewickelt eine Spule $\mathfrak{b}$, in welche man den durch r regulierbaren Strom i passieren läßt, der das Feld $\mathfrak{H}$ schafft und eine Spule β aus dünnem Draht, welche mit einem Fluxmeter oder einem ballistischen Galvanometer verbunden wird. C trägt eine Wicklung $\mathfrak{b}'$, deren durch r' regulierbarer Strom i' die zur Kompensierung nötigen Amperewindungen gibt.

Das zweite Hufeisen D' hält magnetisch an den Punkten A und B des Stabes E und ist mit den feinen Windungen β' versehen, die ebenfalls zu einem Fluxmeter oder ballistischem Galvanometer gehen. Eine Hälfte eines Doppelumschalters dient zum gleichzeitigen Intervertieren der Ströme i und i' und kommt nur bei Gebrauch eines Fluxmeters in Betracht, während bei Anwendung eines ballistischen Galvanometers seine zweite Hälfte die Verbindungen so regelt, daß der Induktionsstrom stets dieselbe Richtung behält. Ein Amperemeter mißt i und kann direkt in Gauß ($\mathfrak{H}$) geteilt sein.

Wenn n die Windungszahl der Spule $\mathfrak{b}$ ist, die vom Strom i durchflossen wird, so ist die magnetomotorische Kraft $= 4\pi ni$ und die magnetische Potentialdifferenz zwischen A und B, $V = 4\pi ni - R\Phi$ [I.], wo R der magnetische Widerstand des Stabes E zwischen A und B und Φ der ihn durchsetzende Flux ist. Die magnetische Potentialdifferenz V ruft im Hufeisen D' einen Flux φ hervor, der im Fluxmeter oder ballistischen Galvanometer beim Intervertieren von i erkannt wird. Wenn man nun in die Kompensierungsspule $\mathfrak{b}'$ einen Strom i' geeigneter Richtung schickt, so kann man diesen Strom so regeln, daß der magnetische Potentialfall im Kreis BDA kompensiert wird. Die Punkte A und B haben das gleiche Potential, wenn die gleichzeitige Umschaltung von i und i' keine Ablenkung im Fluxmeter oder ballistischen Galvanometer der Spule β' hervorbringt.

Aus Gleichung I.) $R\Phi = 4\pi ni$ folgt, daß die Feldstärke $\mathfrak{H} = \frac{4\pi ni}{10l}$, wo l die Länge AB und i den Strom in $\mathfrak{b}$ in Ampere angibt. Φ wird mit dem Fluxmeter gemessen, und die Induktion B ergibt sich aus $B = \frac{\Phi}{s}$. Infolge der magnetischen Verluste wird man in Wirklichkeit veranlaßt, die Kontakte in A und B zu erweitern und D' fast dieselbe Länge zu geben wie C. Die Distanz l muß dann zwischen den Zentren der Kontaktflächen von D' und E gemessen werden.

Die Anordnung von Illiovici bietet als Vorteile vor ähnlichen Apparaten die einfache Konstruktion, die Möglichkeit dem Feld von vornherein die gewollte Stärke zu geben; es ist keinerlei Symmetrie nötig, wie in den Apparaten von Picon, und man kann ein Fluxmeter oder ballistisches Galvanometer verwenden, von denen das erstere rasche Messungen unabhängig von vagabundierenden Strömen erlaubt; für industrielle Zwecke ist ein geeichtes ballistisches Spiegelgalvanometer häufig vorteilhafter.

Von der gleichen Firma wird ein Oszillograph Blondel erzeugt, dessen Neuheiten folgende sind: Die Anordnung des optischen Systems, das aus zwei parallelen Zylinderlinsen besteht, von denen eine viel kleinere Fokaldistanz hat, als die andere. Dadurch wird der nutzbare Winkel der von den Spiegeln des Oszillographen ausgesandten Strahlen bedeutend erweitert, während das Bild in einem Punkt konzentriert bleibt, dessen Höhe ungefähr $^1/_3$ der Spiegelhöhe ist.

Die Anordnung der Träger des beweglichen Teils ist durch Anwendung einer äußeren Spannvorrichtung charakterisiert, wodurch diese Teile leichter zu montieren und das Funktionieren der leitenden Drahtschleife, die den Strom an ihren unteren Enden erhält, leichter zu regeln ist. Der Luftraum ist zur Erhöhung der Empfindlichkeit auf den Bruchteil eines mm reduziert.

Ein Apparat zur Messung der Hysteresisverluste im Eisen nach Epstein-Armagnat beruht auf dem Gebrauch der Wattmetermethode. Er besteht aus einer Spulenanordnung, die einen Transformator bildet, dessen Magnetkreis aus dem zu untersuchenden Eisenbündel besteht, und den Spulen einer Magnetisierungs- und einer Sekundärwicklung, die zum Speisen der Voltmeter und der dünnen Wattmeterspule dienen. Eine wechselseitige Induktionsspule korrigiert den Einfluß äußerer Kraftlinien auf das Eisen, und reduziert die durch die Wattmetermethode nötigen Korrekturen auf ein Minimum. Das Einlegen und Ausziehen der Eisenbündel ist sehr einfach; die magnetischen Verbindungen brauchen nicht sehr sorgfältig gemacht zu sein, und da die Blechbündel bloß 1 kg betragen, rechteckige Form (50×3 cm) haben, geht bei ihrer Herstellung wenig Material verloren. Der Apparat funktioniert mit den industriellen Frequenzen; die Klemmspannung bei 50 Perioden ist ungefähr 150 Volt. Da der Formfaktor von Einfluß auf die Messungen ist, kann man ihn bestimmen, indem auf drei Klemmen des Sekundärkreises zwei Voltmeter geschaltet werden, von denen eines die effektive, das andere die mittlere Spannung mißt. Dieses letztere hat einen permanenten Magneten und eine bewegliche Spule und wird an einen Gleichrichter angelegt. Der Formfaktor ist gegeben durch:

$$\frac{\text{effektive Spannung,}}{\text{mittlere Spannung.}}$$

Ein Elektromagnet mit Wasserzirkulation vom Typus Weiss zeigt auf dem unteren Teil keine Bespulung. Zwischen den Wicklungen und den Polschuhen ist eine ringförmige Aussparung für die Wasserzirkulation zur Hintanhaltung einer Temperaturerhöhung der inneren Schichten der Erregerspule und zum Aufrechterhalten einer angemessenen Temperatur des Eisenkerns. Er kann mit Polschuhen ver-

schiedener Form versehen werden, deren Entfernung regulierbar ist. Die beweglichen Erregerspulen können einander fast bis zur Berührung genähert werden. Zur Ausführung optischer Messungen sind die Polschuhe hohl ausgebohrt, welche Räume durch Zylinder aus weichem Eisen gefüllt werden können.

Die Firma Richard Heller (Hartmann & Braun) hatte eine große Zahl Apparate ausgestellt. Ein Hitzdrahtamperemeter, dessen großer Vorzug darin besteht, daß die den Hitzdraht schützende Sicherung sehr leicht auswechselbar ist.

Ein sehr genaues Millivoltamperemeter, das gleichzeitig als Voltmeter und als Normalamperemeter dient. Der bewegliche Teil ist außerordentlich leicht; die Ablesevorrichtung besteht aus einem Zeiger mit Öse, durch die ein feiner Draht geht, einem antiparallaktischen Spiegel und einer starken Lupe, die in den Mittellagen Ablesungen bis auf $^1/_{10}$ Proz. gestattet. Diese Präzision ist auch tatsächlich erreichbar, infolge der angewendeten Sorgfalt, die Empfindlichkeit konstant zu erhalten.

Ein elektrostatisches Voltmeter ist durch ein Quadrantenelektrometer für Spannungen bis 50 Volt dargestellt.

Für die Messung von Hochfrequenzströmen ist ein Hitzdrahtamperemeter ohne Shunt bestimmt. Wie bekannt, können die Angaben gewöhnlicher Hitzdrahtinstrumente durch die Selbstinduktion des Shunts und des Drahtes, der den Hitzdraht verbindet, gefälscht werden. Dieser Nachteil wird bei diesem Instrument umgangen. Der Strom wird im Zentrum zweier Metallscheiben zugeführt, welche die Basen eines Zylinders bilden, und zirkuliert zwischen den beiden Scheiben in einer Anzahl flacher Bänder, die regelmäßig nach den Erzeugenden des Zylinders angeordnet sind. Die Variationen der Länge der durch den Strom erhitzten Erzeugenden setzen vermittels eines Multiplikators den Zeiger in Bewegung. Seine Angaben gehen bis 100 Ampere und sind praktisch als von der Frequenz unabhängig anzusehen. Der Apparat kann für drahtlose Telegraphie angewendet werden.

Von den vielen zu Demonstrations- und Unterrichtszwecken dienenden Apparaten seien genannt: ein sehr einfaches Potentiometer. Ein Resonanzkreisel zum experimentellen Studium des Resonanzphänomens, der aus einem Magneten besteht, den man nach Art eines Kreisels rotieren läßt, wobei er im Maße als seine Rotationsgeschwindigkeit abnimmt, nacheinander fünf vor den Polen placierte Stahlzungen wachsender Eigenperiode in Schwingung versetzt.

Ein Resonanz-Frequenzmeter mit 15 Zungen, die auf die Frequenzen 47—53 abgestimmt sind. Der Apparat beruht auf demselben Prinzip wie das bekannte Frequenzmeter von Hartmann-Kempf.

Rousselle & Tournaire (Siemens & Halske) führten einen neuen Meßapparat für Wechselstrom vor, der ein elektrodynamometrisches Ampere-, Volt- und Wattmeter enthält. Transformatoren gestatten Messungen von Spannungen und Intensitäten innerhalb sehr weiter Grenzen. Sie sind so konstruiert, daß sie auf Leitungen sehr hoher Spannung (60000 Volt) bei sehr variabler Frequenz (25 bis 100) anwendbar sind.

Ein thermoelektrischer Umformer für die Messung von Wechselströmen enthält einen Hitzdraht aus Platin, auf dem sich die Lötstelle eines Eisen-Konstantan-Thermoelements befindet, das mit einem Millivoltmeter verbunden ist. Die Empfindlichkeit des Apparats wird dadurch erhöht, daß man ihn in ein evakuiertes Glasgehäuse einschließt, während ihn ein Holzgehäuse gegen die Variationen der Außentemperatur schützt. Der Vorteil der Anordnung ist der geringe Widerstand und die vernachlässigbare Selbstinduktion, die ermöglicht den Apparat für hohe Frequenzen zu verwenden. Er besitzt vier Empfindlichkeiten für die Intensitäten zwischen 15 und 125 Milliampere.

Richard stellte ein Amperemeter mit zweifacher automatisch sich einstellender Empfindlichkeit aus. In der neuen Anordnung hat der Apparat für den größten Teil des Meßbereichs eine große Empfindlichkeit und eine kleine für hohe Werte. Voltmeter ähnlicher Konstruktion sind den gewöhnlichen vorzuziehen.

Ein registrierendes Mikroamperemeter ist die Kombination eines schreibenden Systems mit einem sehr starken Elektromagneten, welches Änderungen bis zu wenigen Mikroampere aufzeichnet und von Turpain benutzt wird, die Signale für drahtlose Telegraphie zu registrieren.

A. Blondel hatte neben seinem von J. Carpentier konstruierten Oszillographen, den wir früher nannten, eine Ausstellung seiner Apparate veranstaltet.

Ein photographischer Registrierapparat von Blondel & Camillerapp setzt momentan zwei Zylinder in Bewegung, die das photographische Papier (Maximallänge 20 cm) tragen. Ein Elektromotor kann durch einen Drücker von Hand aus oder durch einen Elektromagneten mit einem der Zylinder momentan eingerückt werden. Ein Tourenzähler regelt automatisch den Augenblick des Ausrückens. Durch Kontakte werden die Bilder am Anfang und Ende des Aufzeichnens der Kurven auf

den Nullpunkt zurückgeführt. Eine kleine Funkenstrecke zwischen zwei Metallspitzen ermöglicht, auf dem photographischen Papier nach Belieben Linien zu ziehen, wie dies bei dem nachfolgend beschriebenen elektrochronographischen Funkengeber der Fall ist. Hier schlagen die durch die Entladung eines Kondensators gebildeten Funken über. Der Funkengeber ist mit einer elektrischen Stimmgabel vermittels einer speziellen Zunge hoher Frequenz (250 bis 300 Doppelschwingungen) genau synchron (200 Doppelschwingungen) abgestimmt. Um nur einen Funken pro Schwingung zu erhalten, ist der feste Kontakt auf einem Hebel angebracht, der durch Kautschuk gedämpft ist, wobei die Entfernung der Kontakte während des Funktionierens regulierbar ist. Der Elektromagnet der zitternden Zunge ist im Nebenschluß mit dem der Stimmgabel. Der Kontakt der Zunge schließt und öffnet den Primärkreis einer Spule, welche den Kondensator ladet, der im Nebenschluß des Funkengebers liegt. Der Primärkreis wird durch einen Widerstand reguliert. Der Apparat dient dazu, auf dem photographischen Papier in genau gleichen Intervallen zur Ebene der verwendeten zylindrischen Linsen parallele Linien zu zeichnen, die den chronographischen Zusammenhang zwischen den einzelnen Kurven herstellen. Er kann ebenfalls zur Messung der Geschwindigkeit von Momentverschlüssen dienen.

Ein harmonischer Analysator periodischer Ströme wird durch ein Galvanometer erreicht, wo anstatt der elektrischen Resonanz nach Pupin oder Armagnat die mechanische Resonanz des beweglichen Teils verwendet wird, der aus einem Stäbchen weichen Eisens ($1 \times 1 \times 0{,}3$ mm) und einem Spiegel besteht. Das Eisenstäbchen ist mit einem Kokonfaden im Zentrum des von einem starken Gleichstromsolenoid erzeugten Feldes aufgehängt. Dies vermeidet die Anwendung eines Eisenkerns, der die Pole des Stäbchens anziehen würde. Das Stäbchen wird außerdem einem transversalen Feld ausgesetzt, das von zwei kleinen Spulen erzeugt wird, die von dem zu untersuchenden Wechselstrom durchflossen sind, der vom Verteilungsnetz oder einem sonstigen Generator konstanter Spannung kommt. Die Stromintensität im Netz wird durch einen großen Widerstand geregelt mit derselben Kurbel des Widerstandes, der den Erregergleichstrom im Solenoid regelt. Indem man das Feld mit diesem Rheostaten zwischen 0 bis 600 Gauß variiert, ändert man auch die Eigenfrequenz des Galvanometers, und man führt somit den beweglichen Teil sukzessive zur Resonanz mit den verschiedenen Nebenfrequenzen. Ein einziger beweglicher Teil genügt für die Frequenzen zwischen 40 und 1250, was den gewöhnlichen Fällen der industriellen Wechselströme entspricht, deren Frequenz meistens zwischen 40 bis 60 ist. Für kleinere oder höhere Frequenzen kann der bewegliche Teil ausgewechselt werden.

Es läßt sich zeigen, daß bei Resonanz die Empfindlichkeit nur vom Dämpfungskoeffizienten abhängt, der sehr klein und konstant ist. Ein Spezialnebenschluß läßt die Empfindlichkeit für höhere Frequenzen in den Verhältnissen 1 : 10 oder 1 : 100 ändern, ohne die anderen Eigenschaften des Apparats zu stören.

Nach jedem Versuch wird das Eisenstäbchen mit einem immer schwächer werdenden Wechselstrom entmagnetisiert. Die Angaben des Apparats, der auch zur Messung schwacher Wechselströme dienen kann, sind praktisch unabhängig von der Hysteresis.

Ein Resonanzgalvanometer mit Induktion besitzt eine leichte in sich geschlossene Aluminium- oder Silberspule, die an einem zwischen zwei Stegen bifilar gespannten System aufgehängt ist. Ein kleiner Transformator, dessen Sekundärkreis die Silberspule darstellt, und dessen Primärkreis vom Untersuchungsstrom durchflossen ist, induziert einen Strom in der Spule. Die Spannung des bifilaren Systems oder die Entfernung der beiden Stege wird so geregelt, daß Resonanz entsteht, während ein Magnet auf die Spule wirkt. Diese Anordnung eignet sich im selben Maße wie die vorhergehend beschriebene zum Studium der Frequenz, wenn sie in Funktion zu dieser geregelt worden ist. Ihr Gebrauch ist ökonomischer und einfacher für die Messung schwacher Wechselströme.

Für hohe Frequenzen kann die Spule unterdrückt und die Enden des bifilaren Systems durch die zwei Stege kurzgeschlossen werden. Indem der Transformatorkern so gelegt wird, daß ihn die Schleife nur einmal umgibt, wird die Schleife selbst Sekundärkreis, dessen Widerstand sich mit der Schleifenlänge ändern läßt.

Eine Sinussirene mit elektrischem Antrieb wird von einem Rezipienten gebildet, in den man komprimierte Luft, oder wenn die Sirene unter Wasser ist, Druckwasser sendet. Der Rezipient hat eine Austrittsöffnung von Halbsinusform, die periodisch durch einen im Innern rotierenden Zylinder geschlossen wird, der eine Anzahl sehr kleiner rechtwinkliger Öffnungen hat. Der Zylinder wird von einem Elektromotor mit vertikaler Achse angetrieben, dessen Achse durch eine entsprechende Dichtung in den Rezipienten geht, wenn er sich unter Wasser befindet. Die Stärke des Tones ist unabhängig von der Umdrehungsgeschwindigkeit, die von einem elektrischen Kontakt auf der Achse re-

gistriert wird. Der Apparat dient dazu, durch Resonanz die Perioden der Eigenschwingungen von in Luft oder Wasser funktionierenden mikrophonischen oder telephonischen Apparaten zu bestimmen, indem man die Geschwindigkeit sich ändern läßt, während die Schwingungen der Membran und einer elektrischen Stimmgabel oszillographisch aufgezeichnet werden.

Mit einer Mehrphasenbogenlampe mit nur zwei Kohlepaaren ist es möglich, Zwei- oder Dreiphasenstrom von 25 Perioden zu verwenden. Der Dreiphasenstrom wird durch einen Transformator von Scott vorerst in Zweiphasenstrom verwandelt. Diese Anordnung ist viel einfacher als die der Lampen mit drei Stiften; sie unterdrückt das Schwanken in der Beleuchtung, indem man die scheinbare Frequenz verdoppelt. Die Stromintensität in jedem Bogen ist 8 bis 10 Ampere.

Der Mechanismus dieser Lampen beruht auf einer Differentialwage, die der Wirkung zweier Solenoide ausgesetzt ist. Das eine Solenoid aus dickem Draht ist parallel mit dem gemeinsamen Rückstrom der beiden Phasen geschaltet, das andere aus dünnem Draht liegt im Nebenschluß zu den zwei Phasen. Die Ketten der Kohleträger gehen über Zahnräder, die auf die Achse der Wage aufgekeilt sind, was ein gleichzeitiges Annähern beider Kohlepaare beim Erlöschen und ebensolches Entfernen beim Entzünden zur Folge hat. Das Abwickeln der Ketten wird durch ein Uhrwerk geregelt.

Die bedeutende Entwicklung der drahtlosen Telegraphie zeitigt immer mehr Apparate, von denen wir nur einige nennen wollen.

Bei einem Apparat mit Löschfunken und rotierenden Elektroden von Ducretet & Roger, der in der Elektrotherapie verwendet wird und in der drahtlosen Telegraphie zur Erzeugung von Hochfrequenzströmen dient, gehen die Funken zwischen einer Kugel und einer Metallscheibe über. Eine Zahnstange und ein Schlitten regeln die Länge der Funken und zentrieren sie. Die Funken werden durch einen Ventilator gelöscht, der von einem Elektromotor betrieben wird, um dessen Achse ein Riemen geht, der die Kugel in Drehung um sich selbst versetzt, so daß der Entstehungspunkt des Funkens fortwährend geändert, und die Erhitzung der Kugel verhindert wird. Derselbe Motor setzt mit Hilfe eines Reibungsrades auch die auf Kugeln gelagerte Metallscheibe in Drehung.

Leichtes Gewicht und kompendiöse Ausführung besitzt eine Induktionsspule mit schnellen Schwingungen für rein periodische Wellen, die mit acht tragbaren Akkumulatoren und einem Morseschlüssel versehen, eine für Aeroplane und lenkbare Ballons leicht zu benutzende Station für die Übertragung drahtloser Telegraphie darstellt.

Der Telelektrograph Lioret registriert auf phonographischen Zylindern oder Platten alle telephonischen Laute (Worte, Musik). Der sehr leicht konstruierte Empfänger ist auf dem Membranrohr eines Phonographen befestigt, dessen beweglicher Teil von einem Elektromotor angetrieben wird, der sich in Bewegung setzt, wenn der Sprecher seinen Empfänger abnimmt, und stillsteht, sobald man den Empfänger anhängt. Ein Läutewerk verständigt, wenn der Zylinder vollständig gebraucht ist.

Turpain zeigte den von ihm konstruierten Apparat zur Messung der vom Eiffelturm mitgeteilten Zeit. Der Empfänger enthält eine Anzahl elektrolytischer parallel geschalteter Detektoren. Der Empfangsstrom ist dadurch bedeutend verstärkt und genügend um ein registrierendes, sehr empfindliches Mikroamperemeter zu betreiben.

Ancel stellte verschiedene Apparate für D. T. und Seleniumzellen aus. Unter denen für D. T. befand sich ein telemechanischer von Gannier-Ancel mit rotierendem Elektromagneten im Nebenschluß des Hammers eines gewöhnlichen Empfängers mit Kohärer. Bei jedem Empfang von Wellen wird die Armatur des Elektromagneten angezogen und läßt, um den Kontakt herzustellen oder zu unterbrechen, sechs kleine kreisförmig um die Magnetenachse angeordnete Hebel senken. Ein Kontrollapparat, der von einem Uhrwerk angetrieben wird, das seinen Antrieb von der Achse des Elektromagneten erhält, gestattet zu erkennen, in welchem Augenblick ein Wellenzug gesendet werden kann.

Der Telephondetektor derselben Firma ist ein Telephon, in dessen Kasten sich ein winziger Detektor mit festem Kontakt befindet. Man hat so eine Empfangsstation kleinster Dimension und großer Einfachheit, mit der man die Stundensignale des Eiffelturms in Paris und den Vororten empfangen kann, indem ein Draht des Telephons an eine Gas- oder Wasserleitung, der andere an eine Antenne gelegt wird, die aus etwa 10 m isoliertem und im Zimmer aufgespannten Draht besteht.

Ein anderer Empfangsapparat mit elektrolytischem Detektor enthält die für die Regelung der Wellen auf lange Distanz nötigen Apparaturen und ist speziell für Aerodroms bestimmt, um die täglich vom Eiffelturm gesandten meteorologischen Telegramme zu empfangen.

Unter den Nebenapparaten für drahtlose Telegraphie war eine Selbstinduktionsspule für Antennen, deren Draht die eine Armatur eines

Kondensators darstellt. Die andere Armatur besteht aus einem Teleskoprohr, mit dem die Kapazität des Kondensators veränderbar ist.

Ein regulierbarer Detektor hoher Empfindlichkeit von Duroquier besteht aus einer im Vakuum befindlichen Bronzekugel in Kontakt mit einem Stückchen Bleiglanz.

Die Seleniumzellen von Ancel besaßen eine sehr hohe Empfindlichkeit. Eine davon war speziell dazu konstruiert, mit Hilfe eines registrierenden Galvanometers die Lichtintensitätskurve der Sonnenfinsternis vom 17. April aufzuzeichnen.

Ein photoelektrisches Aktinometer desselben Konstrukteurs mit Selenium und flüssigen Elektrolyten erlaubt, den Strom gewöhnlicher Silbersulfatzellen, der durch das Licht hervorgerufen wird, zu verhundertfachen.

Wie J. J. Thomson gezeigt hat, ist die Absorption der X-Strahlen um so geringer, je kleiner das Atomgewicht der absorbierenden Substanz ist. H. Müller benutzt diese Eigenschaft zur Konstruktion einer neuen Röhre, wo gegenüber der Antikathode ein kleines Fenster angebracht ist, das aus einem Glas hergestellt ist, welches aus Bor, Beryllium und Lithium besteht. Dieses Fenster ist etwa fünfmal durchlässiger für Strahlen mittlerer Härte als gewöhnliches Glas, weshalb es zur Herstellung sehr rascher Radiographien besser geeignet ist. Diese Röhren lassen auch die wenig penetranten Strahlen durchgehen, welche man bisher mit dem gewöhnlichen Glas nicht erhalten konnte, und die bestimmt scheinen, interessante Resultate in der Radiotherapie zu geben.

Optik.

Zeiß-Jena, in einer sehr schönen Ausstellung, zeigte ein Projektionsobjektiv mit sehr weiter Öffnung $\left(\frac{f}{1{,}8}, \text{Biotar}\right)$, mit bihyperbolischem Kondensor und sein Kardioid-Ultramikroskop für die Untersuchung kolloidaler Lösungen, dünner Niederschläge, mikrochemischer Reaktionen usw. Der interessante Apparat kann hier leider nicht so ausführlich beschrieben werden, wie er es verdient, und wir müssen auf die von der Firma herausgegebene Beschreibung verweisen.

E. Leitz-Wetzlar stellte zahlreiche schöne Apparate aus, die den Lesern dieser Zeitschrift durch Prospekte bekannt sein dürften, so daß wir uns begnügen können, ein Doppelokular für Demonstrationszwecke zu nennen, das für den Unterricht bestimmt ist. Das Doppelokular wird wie ein gewöhnliches Okular auf dem Mikroskop angebracht und ermöglicht zwei Personen das Objekt gleichzeitig zu betrachten, ein für Unterrichts- und Prüfungszwecke nicht zu unterschätzender Vorteil.

Blondel zeigte auch in dieser Kategorie eine Zahl neuer Apparate. Ein photometrisches Doppelfernrohr von kleinen Dimensionen, um in der Hand oder Tasche getragen werden zu können, ist zur Messung von Lichtintensitäten im Laboratorium oder der Öffentlichkeit bestimmt. Die Vergleichslichtquelle besteht aus einer Kugel aus Opalglas, die in ihrem Zentrum eine kleine Wolframfadenglühlampe für 2 Volt besitzt. Zur Regelung der Lampe, die von einem kleinen Akkumulator gespeist wird, ist ein kleiner Rheostat und ein Kontrollvoltmeter in dem Apparat angebracht. Die benützte Oberfläche der leuchtenden Kugel von scheinbar gleichmäßiger Helligkeit ist durch eine Irisblende mit einer Mikrometerschraube modifizierbar. Das Licht wird durch einen Spiegel auf einen Opalschirm geworfen, welchen man durch Reflexion auf der versilberten Seite eines zweiten Spiegels sieht. Die nicht versilberte Seite desselben läßt die leuchtende Oberfläche der Kugel sehen. Der Apparat hat zwei Sehöffnungen; eine für den halbversilberten Spiegel, die andere zur Ablesung der Trommel des Mikrometers, das von der Opalkugel selbst beleuchtet wird.

Um die Intensität einer Lichtquelle zu messen, visiert man mit einem matten Opalglas auf diese Quelle bei bekannter Entfernung. Um die Intensität des Bodens oder Himmels zu messen, visiert man auf eine matte Emailplatte gegen den Boden oder Himmel. Der Apparat ist durch Vergleichsmessungen geeicht. Absorbierende Gläser oder schwarze Spiegel erlauben die zu messenden Intensitäten in bekannten Proportionen zur Vergleichslampe abzuschwächen, so daß sich die Messungen zwischen $^1/_{100}$ bis 400 Helligkeitseinheiten (Lux) ausführen lassen.

Das Nitometer ist ein spezielles Photometer für die Messung der Oberflächenintensität (innerer Glanz) der gewöhnlichen Lichtquellen (von der Kerze bis zur Bogenlampe). Das Prinzip ist das gleiche wie beim Mikrophotometer von Cornu, aber statt einer Vergleichslupe gebraucht man direkt eine Glühlampe mit geradem Faden, die sich im okularen Teil des Fernrohrs befindet. Ein Schlittensystem führt, um das Luftbild zu vergleichen, je nach Bedürfnis entweder diese Glühlampe, oder einen Silberstrich, oder einen Spiegel aus schwarzem Glas herbei. Der Silberstrich befindet sich auf dem hinteren Teil einer Glasscheibe, die wie der Spiegel aus schwarzem Glas von der Glühlampe beleuchtet wird. Das Luftbild wird durch ein Objektiv verschiedener Einstellung und eine mikrometrische Irisblende

erhalten und mit einer Doppellupe beobachtet. Man gleicht die Felder mit den Blenden ab, deren Teilstriche durch einen Reflexspiegel beleuchtet sind. Zu starke Lichtquellen werden durch Reflexion auf schwarzen Gläsern oder durch absorbierende Gläser geschwächt. Man kann so Oberflächenintensitäten von 0,1 bis 2×10^4 Kerzen pro cm² messen. Mit einer Kohlefadenlampe und einem roten Glas versehen dient der Apparat als Pyrometer.

Ein photometrischer Komparator für kurze momentane Lichter hat Blondel & Rey zu ihren Untersuchungen dieser Lichter gedient, und sie zur Aufstellung des Gesetzes $(E - E_0) \cdot t$ = konstant, geführt. Darin ist E_0 der Schwellenwert, und E mißt die Beleuchtung, welche eine punktförmige Lichtquelle von der Dauer t auf das Auge hervorbringen muß, um darin einen noch wahrnehmbaren Eindruck zu erwecken.

Der Apparat hat drei Fernrohre mit Irisblenden, welche drei kleine leuchtende Punkte, die durch kleine Nernstlampen gebildet werden und eine Scheibe mit zwei regulierbaren Ausschnitten beobachten, welche von einem Elektromotor mit variabler Geschwindigkeit mitgenommen wird. Auf diese Weise werden nacheinander während verschiedener Zeiten die zwei unteren leuchtenden Punkte zur Sichtbarkeit gebracht. Der obere leuchtende Punkt bleibt fest und dient zum Vergleich. Man egalisiert die Lichteindrücke mit Hilfe der Blenden, mißt ihre Öffnungen und die Dauer der Eindrücke.

Ch. Beaudouin stellte das neue Spektrophotometer von Prof. Féry aus, das wir wegen seiner großen Einfachheit und seines wirklich praktischen Werts für die Chemie ausführlich beschreiben wollen. Seine Ablesungen sind der Undurchsichtigkeit der zu untersuchenden Flüssigkeit für die gewählte Partie des Spektrums proportional. Diese Eigenschaft enthebt von jeder Rechnung und macht seinen Gebrauch wertvoll für die Bestimmung gefärbter Flüssigkeiten oder die Titrierung mancher Lösungen mit Flüssigkeiten, welche eine Färbung hervorrufen. Die Fig. 4 zeigt den Apparat im Horizontalschnitt. A ist seine Beleuchtungsquelle; B ein im Hauptbrennpunkt der Linse C angebrachtes Diaphragma. Das entstehende parallele Lichtbündel wird durch eine zentrale Zwischenwand in zwei Teile geteilt, und die Küvette mit der Meßflüssigkeit kann entweder in E oder in D aufgestellt werden. Die beiden Lichtbündel werden durch die Linse F auf den Spalt H des Spektroskops geführt. Vor diesem Spalt lassen sich zwei Keile G aus absorbierendem Glas gegeneinander verschieben. Diese Keile absorbieren nicht nur die sie durchsetzenden Bündel nach Maßgabe ihrer Dicke, mit welcher sie sich vor

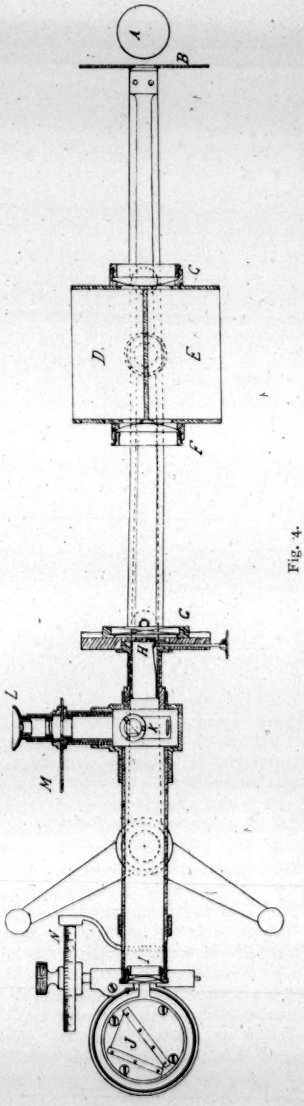


Fig. 4.

dem Spalt befinden, sondern sie machen sie auch parallel, nachdem das eine durch die Küvette hindurchging. Die jetzt in das Spektroskop, das Autokollimator ist, gelangenden Strahlen begegnen zuerst einer Linse I, dann dem Prisma J, dessen Winkel 30° hat, und dessen große Fläche des rechten Winkels versilbert ist. Es funktioniert für die Dispersion wie ein Prisma von 60°, indem es die Lichtstrahlen doppelt bricht. Das entstehende Spektrum wird durch das total reflektierende Prisma K in das Okular L geworfen. Ein Schieber M mit regulierbarem Spalt läßt die Region des Spektrums begrenzen, die man beobachten will. Zur Feststellung der Wellenlänge, bei der man arbeitet, wird das Prisma mit Hilfe der geteilten Trommel N um sich selbst gedreht. Eine Kurve gibt in Funktion des abgelesenen Teilstrichs der Trommel die entsprechende Wellenlänge an.

Wenn x die absorbierende Glasdicke ist, durch welche das Lichtbündel geht, das die Küvette nicht durchsetzt hat, so ist die beobachtete Intensität: $I = I_0 e^{-Kx}$ [1.], wenn I_0 die Anfangsintensität und K der Absorptionskoeffizient des Glases sind. Das andere Bündel hat nach Austritt aus der Küvette von der Dicke l und dem gesuchten Absorptionsvermögen X die Intensität: $I_1 = I_0 e^{-Xl}$ [2.] Dieses Bündel begegnet nun dem zweiten Prisma, und seine Endintensität muß dieselbe wie die des ersten Bündels sein, wenn photometrisches Gleichgewicht eintreten soll. Man hat also: $I = I_1 e^{-Ky}$, da aber nach [2.] $I_1 = I_0 e^{-Xl}$, so wird $I = I_0 (e^{-Xl}) e^{-Ky} = I_0 e^{-Kx}$, woraus $Kx = Xl + Ky$ oder $X = \frac{K(x-y)}{l}$.

Die Dickendifferenz des Prismas $(x - y)$ ist proportional der Verschiebung d, die man abgelesen hat und $X = Md$, wenn wir mit M eine Konstante bezeichnen, die den Absorptionskoeffizienten des Glases, die Dicke l der Küvette und den Prismenwinkel enthält.

Wenn eine Farbstofflösung zu messen ist, wird man sich erst eine Lösung von bekanntem Gehalt dieses Farbstoffs darstellen. Der Apparat, der ohne Küvette ein gewisses photometrisches Gleichgewicht hat, wird, wenn die Küvette mit Farbstoff eingestellt worden ist, wieder auf dieses Gleichgewicht einzustellen sein, indem man in der am stärksten absorbierten Zone des Spektrums sucht, und die absorbierenden Keile um n Teilstriche verschiebt. Wenn die unbekannte Lösung n' Teilstriche gibt, hat man einfach $\frac{p}{x} = \frac{n}{n'}$, wo p den Prozentgehalt an Farbstoff in der titrierten Lösung und x den Prozentgehalt in der unbekannten angibt. Daraus erhält man $x = \frac{p}{n} n'$, oder bei Gebrauch derselben Küvette $x = kn'$, wo k der Empfindlichkeitsfaktor des Apparates für die untersuchte Substanz ist.

Der Apparat gestattet in Mineralwässern mit Hilfe der Rhodanammoniumreaktion noch 1 mgr Eisen im Liter Wasser zu bestimmen.

Die Gesellschaft zur Ausbeutung der Patente von Dupuis führt neue Verfahren für die Kinematographen und für Projektionszwecke vor, wo im Gegensatz zum Megaskop, das zerstreutes Licht benutzt, Spiegelreflexion angewendet wird. Die Photographien werden auf der galvanisch versilberten Seite von Kartons hervorgerufen, die Postkartengröße haben und je 12 Bilder enthalten.

Wärme.

Das Problem der industriellen Messung hoher Temperaturen bringt alljährlich die Konstruktion neuer Apparate.

Das Pyrometer von Blondel ist eine Kombination des Prinzips von Le Chatelier-Holborn-Kurlbaum. Das Bild der leuchtenden Oberfläche wird durch ein ausziehbares Objektiv gebildet, dessen Strahlen durch eine Irisblende fester Distanz begrenzt sind, wodurch die Notwendigkeit der Messung der Brennpunktsdistanz wegfällt. In die Ebene dieses mittels einer Doppellupe beobachteten Bildes wird der Faden einer mit 4 bis 6 Volt betriebenen Glühlampe eingeführt. Die Verschiedenheit zwischen Feld und Faden wird durch das Mikrometer ausgeglichen. Im Augenblick der Eichung der Lampe werden durch Änderung der Spannung an ihren Klemmen in einem für immer fixierten ganzzahligen Verhältnis der Lichtglanz der Lampe und damit die Anwendungsgrenze für den Gebrauch des Apparats variiert. Zur Eichung dient das Wiensche Gesetz, indem man auf den logarithmischen Abszissen eines Kurvenpapiers die Logarithmen der Teilstriche n des Mikrometers und als Ordinaten die reziproken Werte der absoluten Temperatur T aufträgt. Man erhält so ein lineares Gesetz $\frac{1}{T} = a + b \log n$, wo a und b zwei bei bekannten Temperaturen bestimmte Konstanten sind. Die anderem Lichtglanz der Lampe entsprechenden Kurven sind parallele Gerade zur ersten. Der Vorteil ist, daß die Aufstellung einer vollständigen empirischen Kurve vermieden ist, und man mit einem linearen Gesetz arbeitet.

Die elektrischen Thermo- und Pyrometer von Abraham, konstruiert von Carpentier, gehören zur Klasse der mit Wheatstonebrücken-

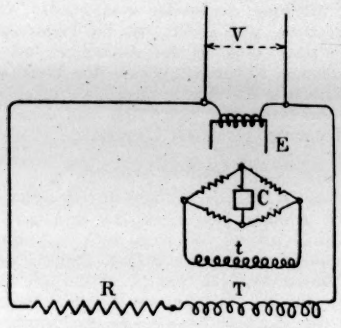


Fig. 5.

schaltung arbeitenden Widerstandsthermometer. In der Fig. 5 ist das Galvanometer von einem Wechselstrommagneten E und einer beweglichen Spule C torsionsloser Aufhängung gebildet. Mit der Spannung V wird einesteils der Elektromagnet, andernteils ein Stromkreis gespeist, der einen großen Ohmschen Widerstand R und die Primärwicklung eines Transformators T mit offenem magnetischen Kreis enthält. Der Sekundärkreis t des Transformators liegt an zwei Enden der Brücke, während die beiden andern mit der Galvanometerspule C verbunden sind. Diese Anordnung macht die Angaben des Apparates von Spannungs- und Frequenzänderungen unabhängig. Die Unabhängigkeit von der Spannung wird erreicht, indem man beachtet, daß ihre Änderungen nicht die Phasen oder den Kraftlinienfluß beeinflussen, denn das Galvanometer bleibt im Gleichgewicht, wenn der Strom in der beweglichen Spule in Phasenverschiebung von 90° mit dem Flux des Elektromagneten ist. Eine Erhöhung der Spannung ruft also nur eine Erhöhung der Direktionskraft hervor, ohne die Gleichgewichtslage zu ändern. Diese wird auch durch Variationen der Frequenz nicht beeinflußt, denn wenn O die Verschiebung in der Spule, f die Frequenz, und A und B Konstanten bezeichnen, so ist $\operatorname{tg} O = A \cdot f = B$ multipliziert mit der Sekundärspannung von T, dividiert durch die vom Elektromagneten in der Spule induzierte elektromotorische Kraft.

Diese Gleichheit muß realisiert werden, denn der Strom muß in Verschiebung um 90° mit dem Flux des Elektromagneten sein, der selbst in Phase mit der Sekundärspannung des Transformators ist. Da die sekundäre Spannung von T proportional f ist, so folgt daß die vom Magneten in der Spule induzierte E.M.K. konstant bleiben muß, was nur der Fall ist, wenn die Spule sich nicht bewegt. Weil der Thermometerkörper einen bedeutenden Widerstand haben kann, ist der Widerstand der Verbindungsdrähte vernachlässigbar, und man kann das Thermometer auf größere Entfernungen vom Apparat anbringen.

Es waren zwei Apparate dieses Systems ausgestellt. Der eine hatte die Form der Voltmeter Carpentier und war von 60° bis 63° in Zentigrade geteilt; der andere war Registrierapparat mit geradlinigen Ordinaten und gleichmäßiger Teilung von 550 bis 900°.

Chauvin & Arnoux stellten unter anderen ein tragbares Normal-Pyrometer für 1000° bis 1400° aus. Es enthält ein Galvanometer mit beweglicher Spule hohen Widerstands, was für eine Temperaturerhöhung von 0° bis 1000° den Galvanometerwiderstand um 100 Ohm wachsen läßt. Mit einem magnetischen regulierbaren Shunt kann man die durch Änderungen der Zimmertemperatur möglichen Fehler eliminieren. Das Instrument war auch als Registrierapparat eingerichtet.

Das von Thurneyßen konstruierte Aktinometer Dupaigne beruht auf dynamischem Prinzip. Während einer bestimmten Zeit wird die Erwärmung eines Thermometers von bebekanntem kalorischen Wert beobachtet, und eine Korrektur für die Abkühlung eingesetzt. Es unterscheidet sich von anderen Aktinometern durch sein Thermometer und die Hülle und enthält einen Integralempfänger Féry. Sein Quecksilberreservoir hat die Form eines doppelwandigen konzentrischen Konus von 30°. Die zu messende Strahlung wird im Innern dieses Kegels empfangen, dessen Oberfläche geschwärzt ist. Die Menge der durch Reflexion verlorenen Strahlung ist vernachlässigbar klein.

Infolge der dem Reservoir gegebenen Form bildet das Quecksilber eine Schicht gleichmäßiger Dicke um die geheizte Oberfläche, und die Verteilung der Wärme erfolgt in sehr regelmäßiger Weise. Da die thermische Masse des Thermometers im Verhältnis zu der der Strahlung ausgesetzten Oberfläche klein ist, können die Thermometerangaben direkt in Kalorien übersetzt angegeben werden. Die zur Begrenzung und Regularisierung benutzte Hülle ist eine versilberte Dewarkugel mit zwei entgegengesetzt angeordneten Öffnungen. Durch die eine werden die Strahlen empfangen, während in der andern der Thermometerstiel mit einem Stopfen sitzt.

Auf diese Weise wird die von der schwarzen Oberfläche gestrahlte Wärme der Kugel konzentrisch reflektiert, neben der bedeutend geringeren der äußeren glänzenden Kegelwand. Die durch Konvektionsströme in die Luft verloren gehende Wärme, deren Betrag größer sein wird, ist durch die evakuierte Dewarkugel

begrenzt, so daß nur die Strahleneintrittsöffnung bleibt, deren Wärmeflußfaktor gegen das Äußere regelmäßig und leicht zu messen ist. Die Korrektur für die Abkühlung geschieht in der gewöhnlichen Weise, indem man zu der für eine bestimmte Zeit gegebenen Erwärmung das Mittel der in gleicher Zeit beobachteten Abkühlung vor und nach dem Versuch hinzufügt.

Ein neues Verbrennungskalorimeter (Fig. 6) von Féry dient zur Bestimmung des Heizwerts von Brennstoffen. Die Ablesung der

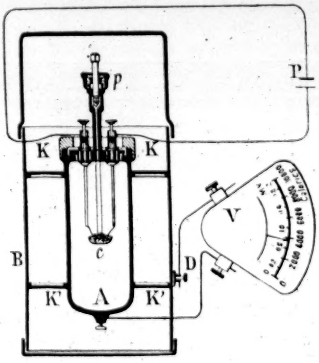


Fig. 6.

Temperaturerhöhung ist so modifiziert, daß man auf einem Zifferblatt ohne jede Korrektur den Heizwert in Kalorien abliest. Die kalorimetrische Bombe A ist so leicht wie nur möglich gemacht und die Wassermasse, die im Berthelotschen Apparat als kalorimetrische Masse dient, ist unterdrückt. Die Bombe wird im Zentrum einer metallischen Hülle B durch zwei Konstantanplatten K und K' festgehalten und bildet so die warme Lötstelle eines großen Thermoelements, dessen kalte Lötstelle durch die Hülle B gegeben ist. Wenn der Brennstoff in dem Schiffchen C untergebracht und die Bombe A mit Sauerstoff unter Druck gefüllt worden ist, wird die Entzündung durch das Element P bewirkt. Die Ablenkung des Millivoltmeters V, dessen Skala für die Verbrennung von 1 gr reinen Kohlenstoffs 200 mm zeigt, gibt den gesuchten Heizwert in Kalorien. Die Wärmeverluste durch Leitung der Konstantanplatten sind absichtlich groß gestaltet, so daß die durch Konvektion und Strahlung, welche bloß lineare Funktionen der Temperaturdifferenz zwischen Bombe und Hülle sind, nicht zur Geltung kommen. Die einzige Korrektur, die eintreten könnte, beruht auf Verlust durch Wärmeleitung; sie ist der zu messenden Menge proportional und ändert, wie die Praxis zeigte, nicht das Verhältnis der Ablesungen bei verschiedenen Heizmitteln, denn der Wert eines Teilstrichs in Kalorien ist tatsächlich unabhängig von der Natur des Heizmittels und dessen zur Verbrennung gelangtem Gewicht.

Verschiedene Apparate.

Eine Wage von W. Heußer zeichnet sich durch schnelle Wägungen aus und gibt bei Maximalbelastung von 10 gr noch $^1/_{200}$ mgr an.

Collot zeigte seine neueste Präzisionswage für Maximallast von 100 gr. Unter der Wagschale für das Auflegen der Substanz befindet sich eine durchbrochene Schale, welche die Gewichte von 0,1 bis 50 gr enthält. Die Zehntelgramme haben Reiterform, die Gewichte bis 2 gr sind unten ausgehöhlte kleine Zylinder, und die übrigen konzentrisch angeordnete Ringe. Ein System von Stäben, das in höchst einfacher Weise von außen mit drei Drehknöpfen dirigiert wird, hebt die Gewichte für die Wägung, die bei geschlossener Wage außerordentlich rasch vor sich geht, denn die Zenti-, Milligramme und Fraktionen des Milligramms werden auf einer Mikrometerskala abgelesen, nachdem die durch ein Vaselin- oder Luftbad gedämpfte Wage rasch in Ruhelage gekommen ist.

Das Elastizimeter (Fig. 7) von Cheneveau & Heim dient zur Messung der Ausdehnungskurven $y = f(x)$ von Kautschukmustern oder sonstigen Substanzen bis zum Zerreißen derselben, wo y die erlittene Verlängerung, x das Zerreißgewicht sind. Mit dem gleichen Apparat kann man die Hysteresis der Elastizität messen. Er beruht auf dem Prinzip des Pendeldynamometers, wo sich die Zugkraft x proportional dem Gewichte P ändert, das sich in einer Kreisbahn verschiebt, sowie dem eines Winkel α proportional ist, den im gegebenen Augenblick der Stab OA mit der Gleichgewichtslage OE einschließt. Das Gewicht P besteht aus einem registrierenden vertikalen Zylinder mit Millimeterpapier. Durch ein Zahngetriebe wird die aufsteigende Bewegung des Zylinders zugleich zur Rotation um seine Achse proportional zum $\sphericalangle \alpha$ verwendet. Die Verlängerung des zu untersuchenden Musters wirkt durch eine Kette auf ein Zahnradsystem und einen Zeichenstift, der sich längs der Erzeugenden des Zylinders bewegt. Das Zifferblatt des Apparats ist in Kilo und Hekto geteilt. Die Zerreißerschütterung wird durch ein Sperrhakensystem fast ganz weggenommen.

Zivy & Co. stellten das Sphärometer von Rothé aus. Im Zentrum seines Dreifußes verschiebt sich unter Eigendruck eine Spitze, deren

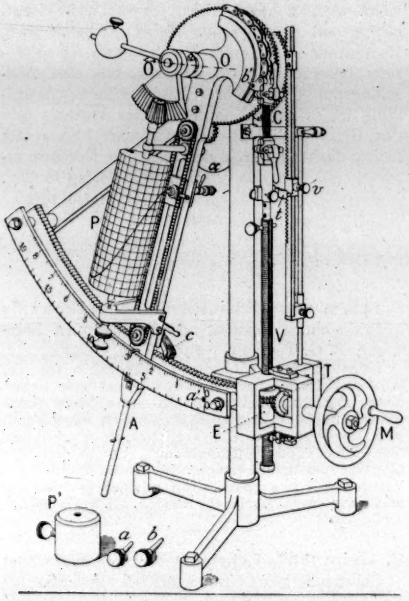


Fig. 7.

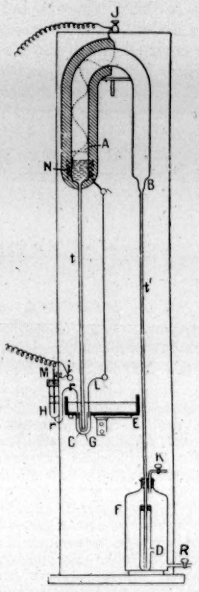


Fig. 8.

Verschiebung von einem Zeiger mit Zifferblatt in $^1/_{20}$ mm angegeben wird. Die Messungen gehen außerordentlich leicht und rasch vor sich.

In seinem Vakuumdestillationsapparat (Fig. 8) hat Dunoyer ein ausgezeichnetes Instrument für die Destillation von großen Quecksilbermengen geschaffen, das keine Überwachung verlangt und sein Vakuum durch das destillierende Metall automatisch aufrecht erhält. 15 bis 20 kg Metall werden in das Gefäß E gebracht. Ein Glasrohr t von 10 mm Durchmesser taucht in den Napf C, der selbst in dem Rohr G am Boden von E sitzt. Das obere Ende des Rohrs t ist an das gekrümmte etwa 5 cm weite und etwa 40 cm hohe Rohr AB angelötet, von dem das Rohr t' in die Flasche F mündet, in welcher das reine Quecksilber aufgefangen wird. Bei A befindet sich eine mit Asbest isolierte Heizspirale N, die ebenso wie der ganze Schenkel A gegen Wärmeverluste durch eine isolierende Hülle geschützt ist. H ist ein durch das S-förmig gekrümmte Rohr rr mit dem unreinen Quecksilber in Verbindung stehender Napf, von dem der elektrische Strom, der vom Kabel i durch die Tauchelektrode M kommt, durch das S-Rohr rr weiter nach E, den Kontakt L und in die Heizspirale N geht. Der Strom wird auf diese Weise automatisch unterbrochen, sobald das Quecksilber aus E abdestilliert ist.

Um den Apparat in Gang zu setzen, hat man nach Einfüllen des Quecksilbers in E und bei geschlossenem Hahn R, durch den Hahn K mit einer Wassersaugpumpe zu evakuieren, worauf, wenn das Quecksilber im Rohr A angekommen ist, K geschlossen und der Heizstrom eingeschaltet wird. Nach kurzer Zeit destilliert das Metall von A nach B, von wo es unter Einsperren der verbliebenen Luft im Rohr t' in Tropfen absinkt. Nach Verlauf einer Stunde ist die Destillation im vollsten Gange und in B herrscht ein sehr hohes Vakuum. Zur neuen Ingangsetzung ist nur Ergänzung des Quecksilbers in E nötig, denn das Abziehen des reinen Metalls aus F durch den Hahn R läßt unter keinen Umständen Luft in AB eintreten. Der Apparat kann mit jeder Lichtleitung betrieben werden und liefert etwa 150 cm³ reines Quecksilber in der Stunde.

Auf demselben Prinzip beruhen die Vakuumdestillationsapparate für leicht zersetzliche Flüssigkeiten, die Dunoyer ausgestellt hatte.

Die Compagnie des compteurs konstruiert den Viseur von Brocq, der bestimmt ist, von Aeroplans oder Luftschiffen aus Geschosse zu werfen. Der Apparat besitzt ein Fernrohr mit

kardanischer Aufhängung, das bei 500 m Entfernung vom Boden ein Gesichtsfeld von 100 m hat und von einer Öltransmission betrieben wird. Bei unbekannter Höhe und Geschwindigkeit soll ein Geschoß in ein Ziel geworfen werden. Hierzu wird ein blinder Versuch mit einem Projektil gemacht, das mit Lichterscheinung brennt, wobei sich der Aeroplan gegen das Ziel bewegt, und das Fernrohr senkrecht steht, mit welchem man gegen einen festen Punkt visiert, gegen den das Geschoß dabei geworfen wird. Es fällt dahin in einer Parabel, und das Fernrohr beschreibt einen Winkel, um den Aufschlagspunkt zu sehen. Mit geeigneter Anordnung ist es nach Kenntnis dieses Winkels und der Geschwindigkeit des Apparats und seiner Höhe, die sich durch den gleichen Versuch ergeben, möglich, das Geschoß ins Ziel zu senden.

(Eingegangen 10. Juni 1912.)

BESPRECHUNGEN.

A. Korn, Über freie und erzwungene Schwingungen. Eine Einführung in die Theorie der linearen Integralgleichungen. gr. 8. IV u. 136 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1910. M. 5.60

Die vorliegenden Vorlesungen bezwecken, eine Einführung in die Theorie der linearen Integralgleichungen zu geben. Das ist sicher ein dankenswertes Unternehmen, da für den Physiker einerseits das Studium der Originalabhandlungen vielfach mit Schwierigkeiten verknüpft ist, andererseits diese Theorie für eine Reihe der wichtigsten Probleme, z. B. aus der Theorie des Potentials, der freien und erzwungenen Schwingungen jeder Art neue wichtige Hilfsmittel bietet. Für den Physiker ist auch offenbar der Titel des Kornschen Buches berechnet. Allerdings kann darin möglicherweise eine Irreführung liegen: Von den freien und erzwungenen Schwingungen (einer Saite) ist nur auf den ersten sieben Seiten des Buches die Rede, wo dieses Problem dazu benutzt wird, homogene bzw. inhomogene Integralgleichungen mit symmetrischem Kern zu bilden. Dann verschwindet alles Physikalische endgültig aus dem Buche. Ich möchte die Anführung dieses Umstandes durchaus nicht als einen Tadel betrachtet wissen; das war aber notwendig zur Charakterisierung der Art des Buches. Nachdem auf die geschilderte Weise eine lineare Integralgleichung mit symmetrischem und gleichzeitig stetigem Kern gewonnen ist, wird deren Lösung im ersten Abschnitt nach einer besonderen Methode, nämlich der der sukzessiven Approximationen, gegeben. Der zweite Abschnitt erweitert die Resultate auf symmetrische Kerne, bei denen gewisse Unstetigkeiten zugelassen sind. Der dritte Abschnitt bringt die Fredholmsche Lösung der linearen Integralgleichungen, bei der nicht Symmetrie, wohl aber Stetigkeit des Kerns vorausgesetzt ist. Ein Anhang gibt Verallgemeinerungen für mehrdimensionale Probleme und für Systeme linearer Integralgleichungen.

Für eine etwaige zweite Auflage darf der Verf. des Dankes der Physiker gewiß sein, wenn er noch einen Abschnitt hinzufügt, indem nun auch wirklich physikalische Probleme mit dem neuen Hilfsmittel bewältigt werden. Auch in der jetzt vorliegenden Gestalt wird sich das Buch Freunde erwerben, da es klar und verständlich, jedoch ohne Weitschweifigkeit geschrieben ist. Allerdings erfordert es gründliche Vertiefung.

Cl. Schaefer.

H. Minkowski, Raum und Zeit. Vortrag, gehalten auf der 80. Naturforscher-Versammlung zu Köln am 21. September 1908. gr. 8. 14 S. mit dem Bildnis Hermann Minkowskis sowie einem Vorwort von A. Gutzmer. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. —.80

Der glänzende Vortrag Minkowskis vor der Kölner Naturforscher-Versammlung ist den Lesern dieser Zeitschrift bekannt. Um seine Ideen einem weiteren Publikum zugänglich zu machen, wünschte M. eine Sonderausgabe des Vortrages zu veranstalten. Sein früher Tod verhinderte dies, und so hat Herr Gutzmer es unternommen, den letzten Wunsch des Verstorbenen zu erfüllen. Ein schönes Bild M.s gereicht der Ausgabe sehr zur Zierde. Cl. Schaefer.

E. Grimsehl, Lehrbuch der Physik. Zum Gebrauche beim Unterricht, bei akademischen Vorlesungen und zum Selbststudium. Zweite, vermehrte und verbesserte Auflage. gr. 8. XVI u. 1262 S. mit 1296 Figuren im Text, 2 farbigen Tafeln und einem Anhange, enthaltend Tabellen physikalischer Konstanten und Zahlentabellen. Leipzig, B. G. Teubner. 1912. M. 15.—, gebunden M. 16.—

Mitte 1909 erschien die erste Auflage des Grimsehlschen Lehrbuches, und Anfang 1912 liegt, nachdem das Buch inzwischen schon mehrere Monate dem Buchhandel entzogen war, die zweite Auflage vor. Was könnte mehr zugunsten dieses Buches gesagt werden? Daß für ein Buch dieser Eigenart ein Bedürfnis vorhanden war, ist dadurch glänzend bewiesen. Der Autor ist seit langem rühmlichst bekannt durch seine zahlreichen Beiträge zur Physik der Schule und durch seine äußerst glücklichen Konstruktionen von Demonstrationsapparaten. Auch das vorliegende Buch trägt den Stempel seiner hohen pädagogischen Begabung, so daß es rückhaltlos empfohlen werden kann. Mit Einzelheiten bin ich nicht immer einverstanden; doch handelt es sich meistens um unwesentliche Dinge, die den Wert des Buches nicht berühren. Cl. Schaefer.

Walter Knoche, Observaciones en la Mina Aguila (5200 m). Cordillera de Quinza Cruz-Bolivia (26. April bis 12. Nov. 1909).

Der Verfasser teilt in extenso die Beobachtungsergebnisse mit, die er in der Hochregion der Anden ($\varphi = 17°5'$ S, $\lambda = 67°15'$ W, $H = 5200$ m) gesammelt hat. Die Publikation ist die erste des neugegründeten Meteorolog. Instituts von Chile, das uns aus seinem noch

recht wenig durchforschten Bereich noch wertvolle Aufschlüsse verschaffen dürfte. Daß einer so jungen Institution noch manche Mängel anhaften, ist nur verständlich. So ist bei den Temperaturtabellen (S. 8—13) das Minus-Zeichen überall durch 3 Punkte ersetzt, was immerhin ungewöhnlich ist. Auch dürften die Temperaturbeobachtungen im Wohnzelt ohne Interesse sein. Endlich lassen die zahlreichen halb und dreiviertel leeren Seiten wohl den Schluß zu, daß das Publikationsschema noch verbesserungsfähig ist. — Es muß dankbar anerkannt werden, daß der Text außer auf spanisch, auch deutsch mitgeteilt ist.

		Mai	Juni	Juli	Aug. 1909
Monatsmittel:	Temperat.	—0,9	—0,4	0,9	—0,1
	Luftdruck	414,8	413,2	412,8	409,2
	Dampfsp.	2,4	2,0	1,7	2,4
	Potentialg.	65,7	57,5	77,4	111,5

Die Luftbewegung ist gering, meist aus Nordosten; der Vertikalstrom ergab sich aus 28 Messungen Mai—September $i = 6{,}8 \cdot 10^{-16}$ Amp./cm², (Max. $15{,}9 \cdot 10^{-16}$, Min. $1{,}6 \cdot 10^{-16}$).

K. Wegener.

G. Brion, Überspannungen in elektrischen Anlagen. (Sonderabdruck aus „Helios". 1911.) gr. 8. 116 S. mit 101 Abbildungen. Leipzig, Hachmeister & Thal. 1911. M. 2.50.

Als man anfing, elektrische Energie mit hoher Spannung auf große Entfernungen zu übertragen, hatte man häufig mit zum Teil schweren Betriebsstörungen zu kämpfen: es traten unvermutet Spannungserhöhungen auf, die zwar rasch vorübergingen, aber doch oft die Isolation zerstörten. Diese zunächst ziemlich rätselhaften Erscheinungen haben seinerzeit zu einer großen Beunruhigung in der Elektrotechnik geführt. In den letzten Jahren ist es aber gelungen, sie durch die in den Leitungen, Kabeln und Maschinenwicklungen hin und her laufenden elektrischen Wellen zu erklären, die jedesmal entstehen, sobald die Betriebsbedingungen des Stromnetzes geändert werden. Brion hat sich in dem ersten Teile des vorliegenden Büchleins der dankenswerten Aufgabe unterzogen, die Ergebnisse dieser Forschungen in leicht faßlicher Form zusammenzustellen und so an der Aufklärung der beteiligten Fachkreise mitzuwirken. Im zweiten Teile des Buches werden die von verschiedenen Firmen erbauten Schutzapparate gegen Überspannungen — leider ohne Kritik — beschrieben. Am Schlusse findet sich eine reichhaltige Literaturzusammenstellung.

Das Werkchen richtet sich natürlich vorwiegend an einen technischen Leserkreis, dem es sicherlich als Ratgeber willkommen sein wird. Von dem sachlichen Inhalt sticht die geringe Sorgfalt unvorteilhaft ab, die der Verlag auf die buchtechnische Ausführung und Ausstattung verwandt hat.

Karl Willy Wagner.

C. Stille, Telegraphen- und Fernsprechkabelanlagen. gr. 8. XVI u. 350 S. mit 163 Abbildungen im Text und auf einer Tafel. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1911. M. 12.—, geb. M. 13.—

Die Technik der elektrischen Leitungen und Kabel ist bis vor kurzem in der deutschen technischen Literatur recht stiefmütterlich behandelt worden. Sie hat sich besonders in den letzten Jahren mit der immer noch steigenden Ausdehnung der elektrischen Leitungsnetze zu einem blühenden Zweige der modernen Technik entwickelt. Es ist daher sehr zu begrüßen, daß nunmehr auch auf diesem Gebiete die Konstrukteure und die Bau- und Betriebsbeamten aus ihrer Zurückhaltung hervorzutreten beginnen und ihre Kenntnisse und Erfahrungen der Öffentlichkeit zur Verfügung stellen.

Das vorliegende Werk beschäftigt sich, ohne auf die Theorie der Fortpflanzung des Stromes in Kabeln einzugehen, mit den im Fernsprech- und Telegraphenbetriebe verwendeten Kabelanlagen. Darum beschränken sich die ersten Abschnitte über die Herstellung der Kabel, die dazu verwendeten Isolierstoffe und die Konstruktion der Kabel mit Recht auf dasjenige, dessen Kenntnis für den Entwurf und den Betrieb von Kabelanlagen wichtig ist. Alsdann bespricht der Verfasser ausführlich die Grundzüge für die Anlage von Kabelnetzen besonders für den Fernsprechbetrieb in Städten; dabei werden auch wirtschaftliche und rechtliche Gesichtspunkte gewürdigt. Es folgen Darlegungen über Kabelkanalanlagen, über die Verlegung und die Spleißung der Kabel, sowie über Muffen, Endverschlüsse, Überführungseinrichtungen, Verteiler und die sonstigen in den Kabelnetzen vorkommenden Hilfsteile. Zum Schlusse werden die Einrichtungen zum Prüfen und Austrocknen der verlegten Papierkabel mittels Druckluft besprochen.

Über den behandelten Gegenstand findet man in dem Werke eine Fülle von technischem Material, das mit Liebe und Sorgfalt zusammengestellt ist; es kann somit als zuverlässiger Führer in seinem Gebiete gelten. Kleine sprachliche Mängel und vereinzelte Anklänge an einen veralteten Amtsstil wird man darum gern verschmerzen.

Karl Willy Wagner.

Berichtigungen.

Die in meiner Arbeit über den täglichen Gang des Luftdrucks im Boden (diese Zeitschr. **12**, 771. 1911) mitgeteilten Zahlen sind leider, wie sich nachträglich herausstellte, durch einen Apparatfehler beeinflußt und wesentlich entstellt. Sobald als tunlich werde ich berichtigte Angaben veröffentlichen.

R. Börnstein.

Berichtigung zu „Herleitung der Lorentztransformation" von Philipp Frank und Hermann Rothe (diese Zeitschrift **13**, 750ff., 1912). In den Gleichungen (20) und (21) sind leider sinnstörende Druckfehler stehen geblieben. In Gl. (20) muß der Nenner lauten:

$$\sqrt{\left(1-\frac{v'^2}{c^2}\right)\left(1-\frac{v''^2}{c^2}\right)}.$$

In Gl. (21) muß auf der rechten Seite im Nenner auch der zweite Summand zum Quadrat erhoben werden:

$$\left(\frac{v'+v''}{c}\right)^2.$$

Tagesereignisse.

Neuordnung des Unterrichts in Elektrotechnik an der Technischen Hochschule zu Berlin. Bei Gelegenheit der Berufung von Professor Orlich sind auf Antrag der Abteilung für Maschinen-Ingenieurwesen einige wichtige Änderungen im Lehrplan für den Unterricht in Elektrotechnik durchgeführt worden. Das bisher von Herrn Geheimrat Prof. Dr.-Ing. Slaby vertretene Lehrgebiet der Grundlagen der Elektrotechnik ist den immer mehr gesteigerten Anforderungen entsprechend geteilt worden. Während bisher die Studierenden des allgemeinen Maschinenbaues, des Verkehrsmaschinenwesens und der Verwaltung die Vorlesungen über Grundlagen der Elektrotechnik in demselben Umfange hören mußten, wie er für

die Bedürfnisse der eigentlichen Elektroingenieure erforderlich ist, soll von jetzt ab eine Entlastung eintreten, insofern, als für die Maschineningenieure (usw.) nur eine ihren Bedürfnissen angepaßte Vorlesung mit verminderter Stundenzahl und entsprechenden Übungen im Laboratorium angesetzt ist, während die eigentlichen Elektroingenieure die Grundlagen wie bisher in ausführlicher Behandlung zu hören haben.

Auf Antrag der Abteilung für Maschineningenieurwesen ist nun das Lehrgebiet in zwei Arbeitsgebiete geteilt worden, und zwar entsprechend der oben skizzierten Unterscheidung.

Die Ausbildung der Maschineningenieure in abgekürzten Vorlesungen und Übungen wird der langjährige Mitarbeiter und Vertreter des Herrn Geheimrats Slaby, Professor Dr. W. Wedding, übernehmen, während dem neuberufenen Professor Dr. Orlich die Ausbildung der Elektroingenieure übertragen ist. Für jeden der beiden Herren ist zur Abhaltung der Übungen ein besonderes Laboratorium vorgesehen. M. K.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Fritz Noether für Mechanik und Mathematik, an der Universität München Professor Dr. F. Bidlingmaier für Physik (unter gleichzeitiger Ernennung zum Kustos beim Erdmagnetischen Observatorium daselbst), an der Böhmischen Technischen Hochschule Brünn Dr. Schneider für Meteorologie, an der Technischen Hochschule Lemberg Dr. Bartel für Geometrie, an der Universität München Dr. Ludwig Kalb für Chemie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Möller für Physik.

Ernannt: Der ord. Professor an der Technischen Hochschule Brünn Dr. Georg Hamel zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Aachen, Professor Dr. R. Carmichael zum Associate-Professor der Mathematik an der Indiana University in Bloomington, Dr. J. R. Comer zum a. o. Professor der Mathematik am Bryn Mawr College Pa., Dr. A. S. Galajikan zum a. o. Professor der Mathematik an der Philippinen-Universität in Manila, Dr. R. K. Morley zum a. o. Professor der Mathematik am Worcester Polytechnic Institute, der a. o. Professor an der Böhmischen Universität Prag Dr. Bohumil Kucera zum ord. Professor der Physik ebenda, der Assistant-Professor an der Universität von Notre Dame Ind. Dr. G. Patterson jun. zum Regierungs-Chemiker der Republik Panama, der Associate-Professor der Naturphilosophie an der University of Virginia in Charlottesville Dr. David Vance Guthrie zum ord. Professor der Physik an der Louisiana State University in Baton Rouge, der etatsmäßige Professor für Maschinenlehre und Elektrotechnik an der Bergakademie Clausthal Fritz Emde zum ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart, der Privatdozent an der Universität Erlangen Professor Dr. Ferdinand Henrich zum etatsmäßigen a. o. Professor für analytische Chemie an derselben Universität, der Privatdozent an der Universität Bern Dr. Louis Crelier zum a. o. Professor für höhere Geometrie ebenda, der a. o. Professor an der Universität Halle Dr. Karl Schmidt zum ord. Professor der Physik ebenda, der Oberingenieur Dr.-Ing. Karl Kuhlmann in Berlin-Pankow zum ord. Professor für theoretische Elektrotechnik und Elektromaschinenbau an der Technischen Hochschule Zürich und der Tit.-Professor Dr. A. Schweizer in Zürich zum ord. Professor der Experimentalphysik an derselben Hochschule, J. Ross. Corbin zum Professor für Chemie an der Pei-Yang-Universität in Tientsien, am Massachusetts Institute of Technology Warren K. Lewis zum Associate-Professor für chemisches Industriewesen, N. C. Page und C. R. Hayward zu Assistantprofessoren der Physik und Charles A. Kraus zum Assistantprofessor für physikalisch-chemische Forschungen, der Assistant-Professor für topographische und geodätische Ingenieurwissenschaft am College of Civil Engineering der Cornell University in Ithaca Samuel Latimer Boothroyd zum a. o. Professor der Astronomie und Mathematik an der Universität von Washington, der Associate-Professor an der New York-University Dr. Arthur E. Hill zum Professor der Chemie an derselben Hochschule, der Associate-Professor am Armour Institute of Technology William E. Barrowo jr. zum Professor der Elektrotechnik an der Universität von Maine in Orono, der a. o. Professor an der Böhmischen Technischen Hochschule in Prag Dr. Wenzel Felix zum ord. Professor der technischen Physik ebenda.

Verliehen: Dem Direktor des Chemischen Landes-Instituts in Budapest Dr. Thomas Kosutany der Titel eines K. ung. Hofrates.

In den Ruhestand: Der Professor der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule München Geheimer Hofrat Dr. Ludwig Burmester, der Professor der Mathematik und Mechanik an der University of Minnesota in Minneapolis Henry J. Eddy.

Gestorben: Der Entdecker der Allotropie des Eisens Floris Osmond in Saint-Leu, der frühere ord. Professor der Astronomie an der Universität Straßburg Dr. Ernst Becker, der Professor der Chemie an der Universität Cambridge und der University of Wales in Cardiff H. O. Jones, der ord. Professor der Mechanik an der Technischen Hochschule Berlin Geheimer Regierungsrat Dr. Fritz Kötter, der ord. Professor der Geologie und Paläontologie (Spezialist für Erdbebenforschung) von der Universität Graz Dr. Rudolf Hoernes.

Angebote.

Physiker,

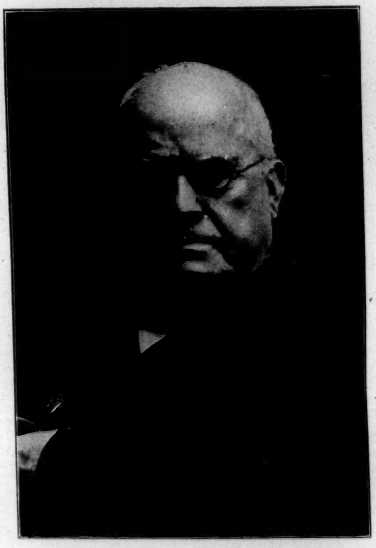
für eine große Fabrik der Beleuchtungsindustrie **gesucht.** Offerten mit ausführlicher Angabe des Bildungsganges, der bisherigen Tätigkeit, Zeugnissen und Gehaltsansprüchen unter **S. H. 377** an die Exped. dieser Zeitschrift erbeten.

Gesuche.

Physiker, Dr. phil.,

mehrere Semester Universitätsassistent, zur Durchführung von selbständigen Untersuchungen befähigt, **sucht** Stellung in der Technik, speziell Hochfrequenztechnik (drahtlose Telegraphie). Offerten unter **S. H. 378** an die Expedition dieser Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



Verlag von S. Hirzel in Leipzig.